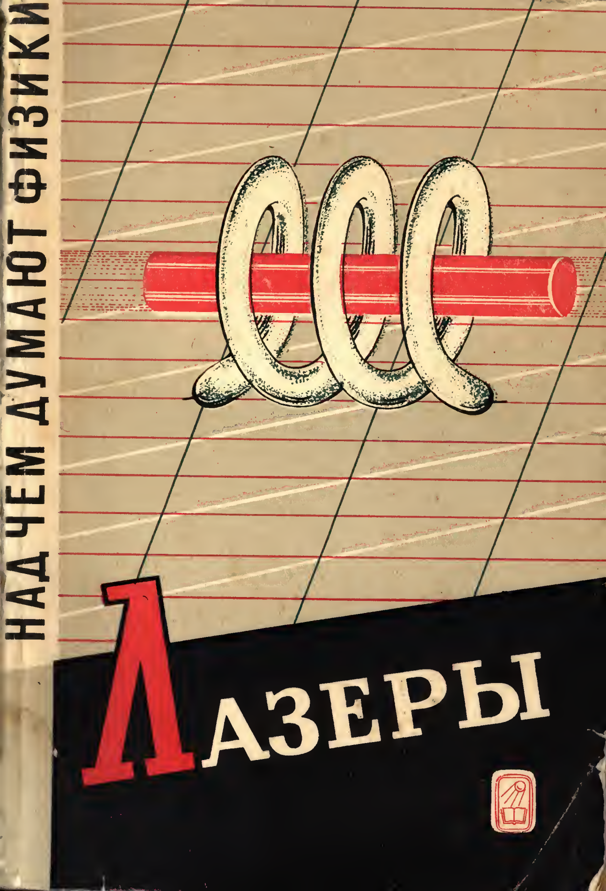

НАД ЧЕМ ДУМАЮТ ФИЗИКИ
ЛАЗЕРЫ

НАД ЧЕМ ДУМАЮТ ФИЗИКИ

ВЫПУСК 11

ЛАЗЕРЫ

Перевод с английского
В. Н. СЛАСТНИКОВА

Под редакцией
В. П. ПАВЛОВА



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1977

Н 17
535
УДК 535

Одиннадцатый выпуск серии «Над чем думают физики» посвящен лазерам — одному из наиболее впечатляющих открытий современной физики. Статьи, принадлежащие крупным зарубежным ученым, участвовавшим в разработке и усовершенствовании лазеров, переведены из научно-популярных журналов — американского «Scientific American» и французского «La Recherche». Они написаны живо и увлекательно и совмещают в себе доступность (начиная с уровня читателей со средним образованием), ясность и строгость изложения сути научных проблем и достижений.

Цель сборника — познакомить широкие читательские круги с принципами работы, применением и перспективами лазеров.

НАД ЧЕМ ДУМАЮТ ФИЗИКИ

Выпуск 11

Лазеры

М., 1977 г., 152 стр. с илл.

Редактор *В. Я. Дубнова*. Техн. редактор *И. Ш. Аксельрод*. Корректор *М. Л. Медведская*

Сдано в набор 24/I-1977 г. Подписано к печати 5/IX 1977 г. Бумага $70\times100^{1}/_{16}$. Физ. печ. л. 9,5.
Условн. печ. л. 11,4. Уч.-изд. л. 12,88. Тираж 30000 экз. Цена книги 65 коп. Заказ № 2001

Издательство «Наука»
Главная редакция физико-математической литературы
117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

2-я типография издательства «Наука». Москва Г-99, Шубинский пер., 10

Н $\frac{20407-132}{053(02)-77}$ 131-77

Артур Л. Шавлов

ОПТИЧЕСКИЕ МАЗЕРЫ (ЛАЗЕРЫ) *)

(ИЮНЬ 1961 г.)

Принцип, на основе которого эти устройства испускают свет, открывает совершенно новую сферу применения электромагнитного излучения. Замечательная черта получаемого с их помощью света — его пространственная когерентность.

Не менее полувека инженеры-связисты мечтали о приборе, который по эффективности и совершенству генерации световых волн мог бы сравниться с генераторами радиоволн. Невозможно представить себе более разные по чистоте вещи, чем электромагнитные волны, испускаемые обычной лампой накаливания, и волны радиопередатчика. Действительно, радиоволны лампового генератора стиснуты в настолько узкой полосе электромагнитного спектра и настолько чисты от шумов, что могут служить для передачи информации. В противоположность им все обычные источники света — в сущности, генераторы шумов, не пригодные в этом смысле ни для чего, кроме самой грубой сигнализации. Только в последний год, с появлением оптического мазера, появилась возможность точно управлять испусканием световых волн.

Хотя оптические мазеры появились недавно, они уже дают узконаправленные лучи света громадной интенсивности. Эти лучи значительно более монохроматичны, чем лучи других источников света. Как источники единственной частоты, лучшие оптические мазеры соперничают с самыми совершенными ламповыми генераторами. Развитие оптических мазеров идет так быстро, что в скором времени они непременно найдут самое широкое применение — от космической связи и радаров до ускорения специфических реакций в химической технологии.

Чтобы ощутить недостатки световых волн обычной природы, рассмотрим, как они получаются. Все источники света: лампы накаливания, дуговые лампы и так далее — по сути своей — раскаленное вещество. Правда, в хорошо известной неоновой трубке стеклянные стенки остаются холодными, но электроны и атомы газа внутри трубки ускоряются до высоких скоростей, обычно связываемых с высокими температурами. Атомы непрерывно «накачиваются» в возбужденное состояние, потом они «падают» обратно, теряя энергию и излучая видимый свет. Однако возвращаются они не все разом, а по очереди. Хаотическому

*) Исторически первое название лазера, «оптический мазер» было предложено автором настоящей статьи и Ч. Таунсом. При переводе этой статьи сохранена терминология автора. (*Прим. ред.*)

движению атомов, которое мы связываем с нагретыми газами, соответствует хаотическое испускание световых квантов, или фотонов. Какие именно атомы излучают в каждый данный момент — совершенно случайный процесс. Возбужденные электроны в раскаленной вольфрамовой нити лампы накаливания также излучают случайно и независимо.

Поэтому свет, полученный от любого обычного источника света, называется пространственно некогерентным. Это значит, что свет создается в виде перепутанных слабых отдельных волн, которые усиливают или гасят друг друга случайным образом. Волновой фронт, полученный таким образом, меняется от точки к точке и от одного момента времени к другому. Он напоминает волновой фронт, создаваемый в луже горстью брошенных туда камешков. С другой стороны, если в лужу бросить только один камешек, то создается когерентный круговой волновой фронт. Продолжая наши сравнения, можно представить себе точечный источник света, который может генерировать когерентные волны с фронтами, образующими сферические поверхности. В свою очередь, подходящий источник мог бы генерировать когерентные световые волны с плоскими волновыми фронтами, во всех точках плоскости которых напряженность электрического поля была бы одинаковой. По мере прохождения волновых фронтов через выделенную точку пространства можно было бы видеть плавное и ритмичное по фазе изменение напряженности электрического поля, колеблющейся между положительными и отрицательными значениями.

Если к обычному ламповому генератору радиоволн подключить небольшой излучатель подходящей конструкции, то излучатель будет испускать сферические когерентные волны. При желании к генератору может быть подключен целый набор излучающих антенн, которые будут испускать направленную волну, во многом похожую на плоскую.

Для того чтобы получить направленную волну от некогерентного источника света, необходимо взять источник малых размеров. Затем, поместив экран с отверстием на некотором расстоянии от источника, можно выделить сегмент волны, идущий в нужном направлении. В другом способе свет, испущенный небольшим источником света, можно сфокусировать большим зеркалом или линзой, создав луч с почти параллельными образующими. Образующие луча, созданного дуговой лампой и почти двухметровым зеркалом, отклоняются от параллельности примерно на один градус. Как мы увидим позднее, излучение оптического мазера и более узконаправленно, и более когерентно.

Возможно, наиболее важным недостатком обычных источников света является присущая им небольшая яркость. Как бы ни была высока их температура, они не могут излучать больше энергии, чем совершенный излучатель при такой же температуре. Теоретический выход совершенного излучателя, называемого черным телом, дается знаменитой кривой излучения черного тела, впервые найденной Максом Планком. Например, видимая поверхность Солнца ведет себя в значительной степени аналогично черному телу с температурой 6000 градусов Цельсия. Полное солнечное излучение на всех длинах волн равно семи киловаттам на квадратный сантиметр его поверхности, и как бы мы ни собирали и ни концентрировали солнечный свет, невозможно достигнуть большей плотности излучения.

Хотя семь киловатт могут показаться значительной величиной, но в действительности это не так, если принять во внимание громадную ширину солнечного спектра. Для того чтобы пояснить эту точку зрения

наглядными примерами, сравним ширину видимой части электромагнитного спектра с шириной стандартного телевизионного канала, равной примерно четырем мегагерцам. После небольших вычислений видно, что область видимого спектра, расположенная между длинами волн от 4000 до 7000 ангстрем, может вместить в себя 80 миллионов телевизионных каналов. Другими словами, каждый ангстрем соответствует интервалу частот около 100 000 мегагерц. Если бы было возможно отфильтровать узкую линию зеленого света шириной в один мегагерц из области, где солнечный свет имеет пик излучения (4800 ангстрем), мы тогда обнаружили бы, что каждый квадратный сантиметр солнечной поверхности испускает только 0,00001 ватта. Чтобы получить один ватт зеленого света в интервале частот в один мегагерц, необходимо собрать и отфильтровать излучение примерно с 10 квадратных метров солнечной поверхности. Наоборот, созданные человеком передатчики, работающие в телевизионной области радиоспектра, могут легко генерировать 10 000 ватт в полосу шириной много меньшей, чем один мегагерц.

Обычные источники света подобны Солнцу: они являются широкополосными генераторами шума, размазывая свое излучение по широкому интервалу частот, и на любой данной частоте концентрируется небольшая мощность. Даже газоразрядные лампы, излучающие свет с ограниченным числом узких линий спектра, уступают лучшим ламповым генераторам как источникам мощности, генерируемой на одной частоте.

Конечно, были приложены значительные усилия, чтобы использовать ламповые генераторы для получения более коротких волн. Длина самой короткой волны, которая может генерироваться средствами обычной радиотехники,— примерно один миллиметр или 10 миллионов ангстрем. Любая попытка получить таким путем более короткие волны сталкивается с огромными трудностями. В первую очередь — это трудность в изготовлении резонатора, который настраивает генератор. Эти резонаторы редко могут значительно превышать длину волны. При миллиметровой длине волны они уже настолько малы, что их трудно изготовлять с одинаковой точностью. Для создания волн оптических длин, величина которых на три порядка меньше, нужен совершенно другой подход.

Привлекательное решение проблемы заключалось в отказе от попыток создать такие крошечные резонаторы и замене их атомными или молекулярными резонаторами. Природа снабдила нас большим числом таких резонаторов во всех — инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой — областях спектра. Действительно, инженеры привыкли использовать атомные колебания в газоразрядных лампах. Однако единичный атом излучает очень мало энергии, да и то с интервалами. Что было бы нужно — так это какой-то способ синхронизовать большое число атомов таким образом, чтобы они могли «работать» вместе, создавая мощную когерентную волну.

Такой способ был создан на основе принципа мазера, открытого Чарльзом Х. Таунсом из Колумбийского университета. Название мазер зашифровывает начальные буквы английских слов «microvawe amplification by stimulated emission of radiation», что в переводе означает — «усиление микроволн при помощи вынужденного излучения». Первый мазер, созданный в 1954 году Джеймсом П. Гордоном, Г. Дж. Зейгером и Ч. Таунсом, использовал колебания молекул аммиака для получения микроволновых колебаний точно определенной частоты. Впоследствии Николас Бломберген из Гарвардского университета указал практический способ изготовления так называемого трехуровневого твердотельного ма-

зера для использования его в качестве низкофонового усилителя микроволн. Первый мазер этого типа был создан в Лабораториях компании «Белл Телефон» Джорджем Фехером, Х. Е. Д. Сковилом и Х. Зейделем; впоследствии были созданы многие другие типы мазеров. Радиоастрономы нашли их очень удобными для усиления слабых радиосигналов из космоса. В последние годы мазеры использовались и для усиления слабых сигналов, отраженных от спутника «Эхо».

Процесс вынужденного излучения, лежащий в основе действия мазера, является обратным процессу, в котором электромагнитные волны, или

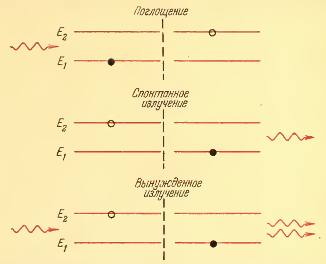


Рис. 1. Вынужденное излучение фотонов (внизу) является основой действия мазера, в противоположность поглощению (вверху) и спонтанному излучению (в середине). Когда атом в «основном» состоянии (черный кружок вверху слева) поглощает фотон (волнистая цветная стрелка), он возбуждается, или переходит в более высокое состояние (белый кружок вверху справа). Возбужденный атом (в середине слева) может спонтанно излучить энергию, испуская фотон и возвращаясь в основное состояние (в середине справа). Возбужденный атом (внизу слева) можно заставить испустить фотон при соударении с внешним фотоном. Тогда в дополнение к вынуждающему фотону появляется второй фотон с той же самой длиной волны (снизу справа), и атом возвращается в основное состояние.

фотоны, поглощаются атомными системами. Когда фотон поглощается атомом, энергия фотона превращается во внутреннюю энергию атома. В результате атом переходит в «возбужденное» квантовое состояние. Позднее он может излучать эту энергию спонтанно, испустив фотон и вернувшись в «основное» или в какое-либо промежуточное состояние. В течение времени, когда атом все еще возбужден, его можно вынудить испустить фотон, если с ним столкнется внешний фотон, имеющий энергию, точно равную энергии возбуждения. В результате появления нового фотона, или волны, число фотонов увеличивается на тот фотон, который испустил предварительно возбужденный атом. Еще более важно и замечательно то, что эта волна испускается точно в фазе с волной, которая запустила ее. Это явление лежит в основе принципа мазера (рис. 1).

Проблема создания мазера заключается в приготовлении «активной среды», в которой большинство атомов может быть переведено в возбужденное состояние. Тогда электромагнитная волна нужной частоты, проходя через нее, будет вызывать ливень фотонов. Для того чтобы вынужденное излучение превышало поглощение, необходим избыток возбужденных атомов. Атомы переводятся в возбужденное состояние с по-

мощью инжекции в систему электромагнитной энергии на длинах волн, отличающихся от длины волны вынужденного излучения; активационный процесс называется «накачкой».

Когда приготовлена активная среда, ее необходимо поместить в отражающий бокс, или полость-резонатор. Тогда волна, возникающая на одной из стенок резонатора, будет увеличиваться по амплитуде до тех пор, пока не достигнет другой стенки, где она отразится обратно в массу возбужденных атомов. На стенках неизбежно существуют потери из-за неидеальности отражения. Если усиление вынужденного излучения достаточно велико, чтобы превысить потери при отражении, то в боксе будет устанавливаться стоячая волна. Для сантиметровых волн нетрудно создать бокс, имеющий размеры длины волны и сконструированный таким образом, чтобы устанавливалась волна только одной частоты колебаний. Единственной частоте колебаний соответствует единственная частота выходящего излучения. Добавочные частоты создают гармоники, или шумы, и конкурируют с нужной частотой в распределении энергии, выделяющейся из массы возбужденных атомов.

Для оптических длин волн размеры монохроматического резонатора должны быть неприемлемо малыми. Чтобы преодолеть эту трудность, Таунс и автор в 1958 году предложили резонатор специального типа для создания мазера на оптических длинах волн. Размеры такого резонатора в тысячи раз больше, чем длина волны излучения, но, тем не менее, он выделяет одну частоту колебаний. В оптическом мазере резонаторный бокс заменялся установкой с двумя маленькими зеркалами, расположенными друг против друга (см. рис. 2). Волна, которая возникает вблизи одного зеркала и распространяется вдоль оси системы, будет расти за счет вынужденного излучения до тех пор, пока не достигнет другого зеркала. Здесь она отразится обратно в активную среду и будет продолжать расти. Если увеличение интенсивности в последующих проходах достаточно для того, чтобы превысить потери в зеркалах, то установится стоячая волна. Если одно из зеркал полупрозрачно, то часть волны может испускаться через него, образуя излучение мазера.

Очевидно, что волна, распространяющаяся под углом к оси, покинет систему уже после нескольких отражений или, может быть, даже без попадания хотя бы на одно из зеркал. Такая волна не имеет той вероятности усилиться, какой обладает волна, движущаяся вдоль оси системы. Подобно другим мазерным вибраторам, оптический мазер, описанный Таунсом и мной, запускается первыми спонтанно испущенными фотонами после того, как система «накачана» в активное состояние. (С другой стороны, мазер, сконструированный для работы в роли усилителя, использует входной сигнал как вынуждающую волну.)

Мы имели основания ожидать, что излучение идеального мазера, сконструированного таким образом, будет остро направленным, очень мощным, существенно монохроматичным и, самое главное, когерентным. Излучение должно быть остро направленным по той причине, что только те испущенные волны могут проходить много раз — может быть тысячи — через активную среду, которые не отклоняются слишком далеко от оси мазера. Оно должно быть очень мощным, потому что вынужденное излучение заставляет возбужденные атомы излучать значительно раньше, чем они сделали бы это спонтанно. Оно должно быть очень монохроматичным, потому что вынужденное излучение является резонансным процессом и происходит наиболее сильно в центре полосы частот, которые могут испускаться при спонтанном излучении. В свою

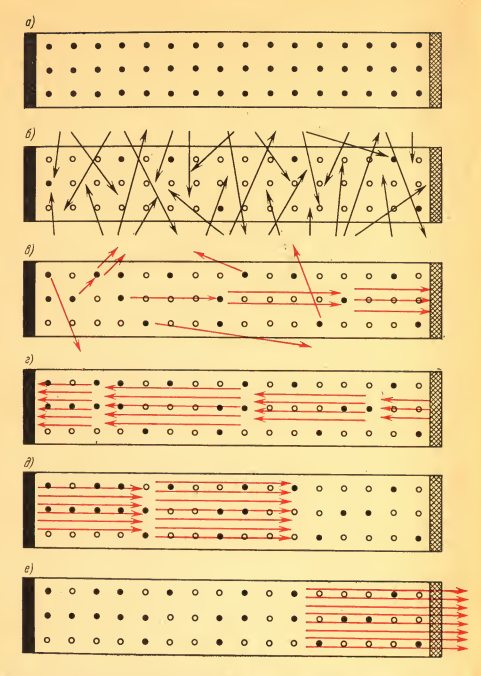


Рис. 2. Фотонный ливень в твердом оптическом мазере усиливает световую волну с помощью вынужденного излучения. Перед началом ливня (*а*) атомы в кристалле мазера находятся в основном состоянии (черные точки). Накачивающий свет (черные стрелки в (*б*)) переводит бо́льшую часть атомов в возбужденное состояние (светлые точки). Ливень начинается (*в*), когда возбужденный атом спонтанно излучит фотон (цветная стрелка) параллельно оси кристалла. (Фотоны, испущенные в других направлениях, покидают кристалл.) Этот фотон вынуждает другой атом испустить второй фотон. Этот процесс продолжается ((*г*) и (*д*)) до тех пор, пока фотоны отражаются между торцами кристалла. При достаточно большом усилении часть луча выходит через частично посеребренный торец кристалла (*е*).

очередь, эти избранные частоты будут вызывать излучение той же самой частоты, так что волна, установившаяся в мазере, будет содержать только чрезвычайно узкую полосу частот, или длин волн.

Наконец, излучение оптического мазера, если оно представляет хорошую аппроксимацию плоской волны, движущейся в одном направлении, будет пространственно когерентным, в силу того, что все волновые фронты являются плоскостями, перпендикулярными направлению распространения. Так как мазерное излучение весьма монохроматично, оно

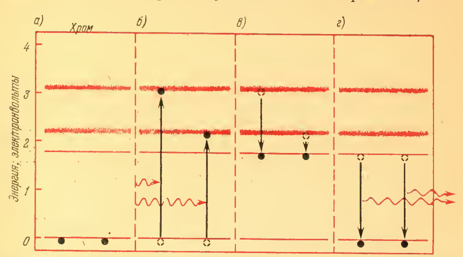


Рис. 3. Атомы хрома (черные точки) в кристалле рубинового мазера «накачиваются» на более высокие энергетические уровни и затем вынужденно излучают фотоны, создавая мазерный луч. Атомы в основном (*а*) состоянии поглощают фотоны (волнистые цветные стрелки), которые накачивают их на одну или две энергетические «полосы» (*б*). Атомы передают часть своей энергии кристаллической решетке и переходят на метастабильный энергетический уровень (*в*). Под воздействием фотонов, испущенных другими атомами хрома, они испускают фотоны собственной длины волны и переходят в основное состояние (*г*).

когерентно и во времени. Это значит, что существует определенная неизменная разность фаз между волной, испущенной в какой-то момент времени, и волной, испущенной несколько позже. Для волны, чей период равен одной секунде, гребни следуют один за другим через интервал в одну секунду. С другой стороны, если частота изменяется, то интервал между гребнями неравномерный. Чем ближе волна к одной, фиксированной частоте, тем она более когерентна во времени.

Для проверки этих предсказаний требовалось приготовить активную среду, которая действительно могла бы обнаружить мазерный эффект в оптической области спектра. Первое сообщение об успехе было сделано в июле 1960 года Т. Х. Мейманом из компании «Юз Эйркрафт», использовавшим в установке рубиновый кристалл. Между июлем и концом 1960 года еще четыре вещества были успешно применены несколькими учеными. Все эти приборы осуществляют на практике идею отражающих граничных зеркал, описанную выше. По последним подсчетам, получены оптические лазерные генераторы на различных 11 длинах волн. Вероятно, что этот набор волн вскоре значительно пополнится.

Рубиновый мазер Меймана — типичный пример мазера на кристаллах (см. рис. 3). Рубин — это окись алюминия, в которой некоторое число атомов алюминия заменено атомами хрома; чем больше хрома, тем

глубже цвет. Мейман использовал бледно-розовый кристалл рубина, содержащий 0,05 процента хрома. Цвет кристалла объясняется тем, что атомы хрома в кристалле поглощают широкую полосу зеленого и желтого света вместе с ультрафиолетовым и пропускают только красный и голубой свет. Более того, поглощаемый свет переводит атомы хрома в возбужденное состояние. Из него возможно двухступенчатое возвращение в основное состояние. На первой ступени возбужденные атомы хрома передают некоторую часть своей энергии кристаллической решетке и опускаются в так называемое метастабильное состояние. Если атомы хрома не вынуждать к излучению, то они остаются на этом уровне в течение нескольких миллисекунд, переходя случайным образом в основное состояние. Фотоны, испущенные во время этого последнего перехода, имеют при комнатной температуре длину волны в 6943 ангстрема, которая соответствует характерной красной флюоресценции кристалла рубина. Однако в оптических мазерах несколько первых фотонов, высвобожденных с этой длиной волны, вынуждают уже возбужденные атомы хрома испускать фотоны и переходить в основное состояние значительно быстрее, чем это было бы при спонтанном переходе. Тогда возникает ливень фотонов с одинаковой длиной волны 6943 ангстрема.

Для использования в оптическом мазере розовый рубин подвергается механической обработке и превращается в стержень длиной около четырех сантиметров и диаметром в полсантиметра. Его торцы с помощью полировки делаются оптически плоскими и параллельными и частично серебрятся. Стержень помещается вблизи импульсной электронной трубки, дающей широкополосный накачивающий спектр. Мейман раньше всех обнаружил, что наиболее сильные из этих ламп, соединенные с мощными источниками питания, могут перевести большинство атомов хрома в возбужденное состояние. До определенного критического уровня накачки ничего не происходит, кроме испускания рубином размытого импульса, типичного для флюоресцентного света. Испускание длится в течение времени, обычного для распада возбужденных атомов. Но за критическим уровнем начинается действие мазерного эффекта — интенсивный импульс красного света длительностью примерно в полмиллисекунды испускается из частично посеребренных торцов. Он указывает на то, что достаточный избыток атомов был накачан в возбужденное состояние, чтобы превысить потери на торцах.

В 1959 году автор предсказал, что можно создать оптический мазер, использующий темно-красный рубин, содержащий в 10 раз больше хрома, чем розовый. Было предсказано, что при такой высокой концентрации будет иметь место мазерный эффект одновременно для двух различных длин волн — 7009 и 7041 ангстрем (см. рис. 4). Этот принцип действия был продемонстрирован в мазере, созданном Г. Е. Девлином и автором, и в другом мазере, созданном И. Видером и Л. Р. Сарлсом из компании «Вериен Ассошиейтс». Другой тип твердых оптических мазеров, использующий ионы самария и урана в кристаллах флюорида кальция, был создан П. Сорокиным и М. Дж. Стивенсоном в Лаборатории компании «Интернейшнл Бизнес Мэшинз». Излучение этих мазеров имеет длину волны 7080 и 25 000 ангстрем соответственно.

Все эти мазеры сначала работали в режиме генерации коротких импульсов, но, по-видимому, они могут работать и в непрерывном режиме. Активная среда, использованная Мейманом, менее пригодна для этой цели, чем другие среды, в которых вынужденное излучение происходит при переходах на промежуточный энергетический уровень, расположенный

несколько выше основного состояния. Поэтому не является необходимым тратить энергию, «выкачивая» половину атомов из основного состояния, для того чтобы излучение могло превышать поглощение. В новых материалах промежуточное состояние — состояние, в которое атомы переходят после излучения фотонов требуемой частоты, — можно освобождать при помощи простого охлаждения. Тогда, активная среда содержит очень немного атомов, «настроенных» на поглощение фотонов, созданных при

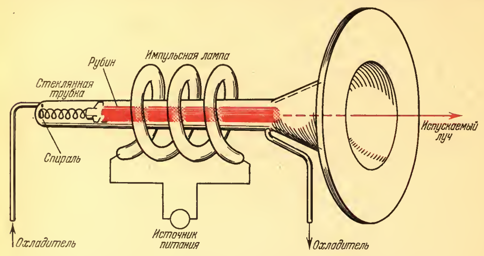


Рис. 4. Рубиновый мазер получает энергию от импульсной лампы, которая является источником энергии накачки. Испускаемый луч выходит через частично посеребренный торец рубинового кристалла. Другой торец кристалла полностью покрыт серебром. Луч создается при многократном отражении от торцов кристалла. Для охлаждения рубина используется жидкий азот, хотя рубин может работать и при комнатной температуре. Показана только передняя сторона кожуха мазерной установки (справа).

действии мазерного эффекта. Для запуска необходима только достаточная накачка мазера.

Совершенно другой способ получения возбужденных атомов для оптического мазера используется в электрической газоразрядной трубке при весьма специфических условиях. В гелий-неоновой газовой смеси можно добиться мазерных колебаний на нескольких длинах волн в инфракрасной области около 10 000 ангстрем. Это устройство предложил в 1959 году Эйли Джейвен из Лаборатории компании «Белл Телефон». Успешно действующий прототип, созданный им в сотрудничестве с В. Р. Беннетом мл. и Д. Р. Херриотом, был продемонстрирован в начале 1961 года. Основная черта этого мазера — возможность непрерывной работы при очень малом потреблении энергии — около 50 ватт в первой модели.

В мазере Джейвена вынужденное излучение происходит при переходах атомов неона между двумя промежуточными уровнями, самый нижний из которых расположен достаточно высоко над основным состоянием. Для создания газового разряда требуется очень небольшое количество энергии — по существу столько же, сколько и в обычной неоновой трубке. В свою очередь, это обеспечивает перевод атомов неона на определенный уровень возбуждения, нужный для создания непрерывного мазерного луча (см. рис. 5). Так же как и в рубиновых мазерах, луч усиливается и делается когерентным при многократном отражении между плоскими торцами.

Гелий-неоновый мазер является примером увеличившейся хитроумности мазерных конструкций. Энергия, необходимая для перевода атомов неона в возбужденное состояние, не передается непосредственно внешним фотоном; она передается при столкновении с возбужденным атомом гелия. Множество других возможностей еще остается исследовать. Энергетические уровни, пригодные для мазеров, могут быть найдены во многих различных типах систем. Например, в инфракрасной области спектральные линии создаются колебаниями газовых молекул, кристаллов и

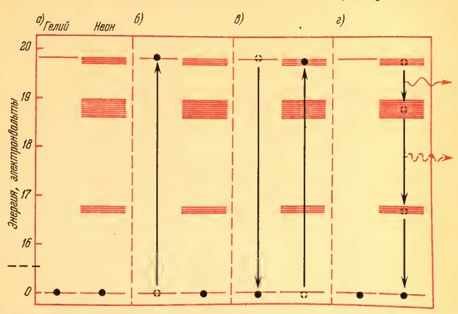


Рис. 5. Атомы гелия и неона (черные точки) образуют активную среду газового мазера. Сначала оба типа атомов находятся в основном состоянии (*а*). Бомбардирующие электроны накачивают атомы гелия на более высокий уровень (*б*). Когда атомы гелия и неона сталкиваются, гелий передает энергию неону, который поднимается на один из четырех различных энергетических уровней (*в*). Под действием внешнего фотона неон поставляет фотон (волнистая цветная стрелка вверху в (*г*)) в лазерный луч и переходит в одно из 10 энергетических состояний. После этого неон возвращается в основное состояние «по ступенькам»; фотон, испущенный при первом переходе (волнистая пунктирная цветная стрелка), не вносит вклада в мазерный луч.

электрическим возбуждением определенных атомов в кристаллах. Какой из этих способов лучше использовать в мазере, можно будет выяснить лишь после детального изучения спектров систем.

В настоящее время, когда уже созданы оптические мазеры, можно сравнить ожидавшиеся параметры испускаемого луча с реально полученными. К этим параметрам относятся мощность, направленность, когерентность и ширина полосы частот. Наибольшее количество информации накоплено о розовом рубиновом мазере. Мощность короткого импульса на выходе достигает 10 000 ватт для луча сечением менее одного квадратного сантиметра. Образующие луча отклоняются от параллельности менее чем на полградуса. При меньшей мощности расхождение луча уменьшается, примерно до 1/12°. Такая расходимость соответствует размазыванию луча только около метра на километр, и оно может быть уменьшено при пропускании луча через телескоп в обратном направлении. Используя телескопическое уменьшение расхождения, можно спроектировать на Луну пятно света диаметром лишь в 3,2 км.

При желании мощность мазера может быть сконцентрирована для создания интенсивного нагрева. Например, линза с фокусным расстоянием в один сантиметр будет фокусировать луч в пятно диаметром только в сотую сантиметра, соответствующее площади менее десятитысячной квадратного сантиметра. В этом пятне мазерный луч будет выделять мощность с плотностью 100 миллионов ватт на квадратный сантиметр. Хотя вспышка и коротка, но ее мощность в тысячи раз больше, чем

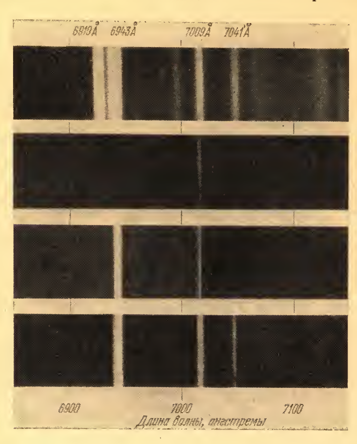


Рис. 6. Спектры рубинового мазера (на трех нижних фотографиях) сравниваются со спектром спонтанной (не вынужденной) флюоресценции рубина (вверху). Когда энергия накачки достигает первого порога мазерного эффекта (вторая фотография сверху), рубин излучает на длине волны 7009 ангстрем. При увеличении энергии он генерирует на двух (третья сверху) и на трех (нижняя) длинах волн. Мазерные колебания никогда не происходят на 6919 ангстремах. Последовательность появления спектральных линий меняется в зависимости от используемого кристалла и условий работы. Для получения фотографии спектра флюоресценции требовалась 30-секундная экспозиция. Три нижние фотографии получены с помощью единичных вспышек длительностью 0,0005 секунды.

могла бы быть получена при фокусировании солнечного света, и достаточна для плавления или испарения поверхности даже наиболее огнеупорного вещества. Это впервые было продемонстрировано моим коллегой В. С. Бойлем.

Не удивительно, что рубиновый мазер не обладает, в некоторых отношениях, идеальными свойствами. В частности, это относится к ширине генерируемой полосы частот (рис. 6). Генерируя мощные импульсы,

рубиновый стержень заметно нагревается. Тем не менее, когда достигнут мазерный порог, полоса частот сужается до 1000 мегагерц, что соответствует участку спектра шириной 2,02 ангстрема. Она имеет такую же ширину, как и самая узкая линия от любого немазерного источника.

Рубиновый мазер по монохроматичности остается далеко позади газового мазера Джейвена, Беннета и Херриотта (см. рис. 7). Последний генерирует спектральные линии шириной менее чем килогерц на несущей частоте 100 000 мегагерц. Мощность излучения газового мазера в полосе частот шириной в один килогерц в 100 миллионов раз больше, чем излучение одного квадратного сантиметра солнечной поверхности. Возможно, что частота мазерного излучения будет слегка дрейфовать

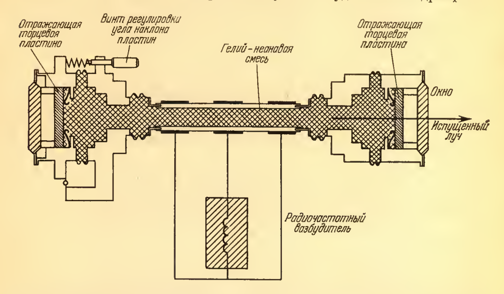


Рис. 7. Действие газового мазера зависит от правильного состава смеси гелия и неона, создающей активную среду. Радиочастотный возбудитель накачивает энергию в среду. Испущенный луч создается после многократного отражения между торцами.

во времени, но в течение короткого периода времени она обладает замечательной стабильностью. В области радиочастот эта стабильность сравнима лишь с лучшими стандартами частоты и атомными часами.

Из всех свойств оптического мазера ни одно не является более удивительным, чем пространственная когерентность его света. Это легко продемонстрировать, используя мазер в классическом эксперименте по интерференции света на двух щелях. Первым его провел в 1806 году Томас Юнг для доказательства того, что свет состоит из волн. В эксперименте Юнга свет проходил через две параллельные щели и затем попадал на удаленный экран. Если световые волны от обеих щелей приходят в точку на экране в фазе, происходит усиление двух волн, и на экране создается яркое пятно. В ближайшей точке экрана, где свет от одной щели опережает свет от другой на половину длины волны, волны гасятся, образуя темное пятно. Поэтому на экране появляется картина из чередующихся светлых и темных пятен.

Обычно эксперимент проводится следующим образом. Небольшой источник света помещается на таком расстоянии от щелей, чтобы волно-

вые фронты достигали их, двигаясь почти перпендикулярно плоскости щелей. Если источник слишком большой или расположен слишком близко к щелям, интерференционная картина смазывается. Поэтому эксперимент Юнга является хорошей проверкой перпендикулярности волновых фронтов и когерентности волн.

Когда проводится эксперимент с оптическим мазером, щели могут располагаться непосредственно на поверхности, из которой испускается луч. В результате появляется четкая интерференционная картина (см. рис. 8). Она хорошо согласуется с картиной, вычисленной в предположении полной когерентности в области с размерами, равными расстоянию между щелями. Фактически, в рубиновом стержне область когерентности обычно ограничена кристаллическими дефектами и составляет

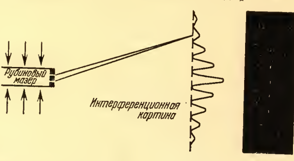


Рис. 8. Эксперимент по интерференции на двух щелях показывает, что световые волны, испускаемые рубиновым мазером, пространственно когерентны, т. е. в фазе. Когда две когерентные волны падают на экран, пройдя пути слегка отличающейся длины, они усиливают и гасят друг друга симметрично, создавая интерференционную картину. Фотография интерференционной картины сделана Д. Ф. Нельсоном и Р. Дж. Коллинсом из Лабораторий компании «Белл Телефон».

примерно одну десятую диаметра стержня. В газовом же мазере область когерентности становится равной всей площади торца.

Оптический мазер настолько новый источник света, что приходится напрягать воображение, чтобы обсудить его возможные применения. Конечно, передача сигнала является одним из самых очевидных способов использования, и ему уделяется наибольшее внимание в технике. Передача сигнала светом, хотя она используется людьми с древних времен, была ограничена в своих возможностях из-за слабости и большого фона доступных источников света. Тем самым сильно ограничивался объем информации, которую мог нести сигнал. Обычный световой луч можно сравнить с чистой, гладкой несущей волной, которая уже модулирована шумом коротких импульсов света, случайно испущенного отдельными атомами источника. С другой стороны, мазер может давать почти идеально гладкую волну, свободную от каких бы то ни было модуляций, несущую только то, что в нее хотят заложить.

Если будут найдены удобные методы модуляции, когерентные световые волны смогут переносить огромный объем информации. Дело в том, что частота света настолько велика, что ширина даже узкой полосы видимого спектра содержит в себе огромное количество колебаний в 1 герц. Объем информации, который может быть передан, прямо пропорционален числу таких колебаний, т. е. ширине полосы частот. Здесь необходимо различать ширину спектральной линии немодулированного мазерного луча, или несущей волны (которая, как мы видели, чрезвычайно узка), и ширину полосы после записи на нее сигнала. В телеви-

зионной передаче несущая волна (тоже узкая) передает сигнал, создающий эффективную ширину полосы в четыре мегагерца. Один мазерный луч, по разумным оценкам, может нести сигнал с частотой, или шириной полосы, 100 000 мегагерц, при условии, что найден способ генерировать такой сигнал. Сигнал такой частоты может нести столько же информации, сколько все каналы радиосвязи, существующие в настоящее время. Необходимо признать, что световой луч не сможет достаточно хорошо проходить через туман, дождь или снег. Поэтому было бы полезно в системах наземной связи световые лучи помещать в световоды.

Конечно, будут найдены другие способы использования оптических мазеров. Очень горячий зайчик в фокусе луча оптического мазера может использоваться для производства электронных приборов всех типов. Например, можно будет сваривать маленькие соединения, находящиеся внутри стеклянного баллона. Но, в дополнение к высокой мощности, мазер является интенсивным источником когерентного излучения с очень высокой напряженностью электрического поля. В таких сильных полях атомы или молекулы могут вступать в странные и непредсказуемые реакции. Поэтому лучи могут быть полезны во многих областях научных исследований. Также можно представить использование мазерных лучей в генераторах гармоник, или смесителях. В подходящий смеситель можно ввести две световые волны различной частоты и получить из него третью волну с частотой, равной разности первичных. Этим путем можно было бы синтезировать длины волн, которые не могут быть получены непосредственно. При известных обстоятельствах это должно привести к созданию супергетеродинных приемников, которые могут превращать оптические длины волн в любую более длинную волну нужной частоты.

Несколько лет назад стало известно, что если имеется достаточно мощный источник инфракрасного излучения нужной частоты, можно возбудить колебания в особом виде молекул. Любые другие молекулы, которые могут оказаться вместе с ними, не будут возбуждаться. Из-за того, что возбужденные молекулы будут реагировать более энергично, чем другие, можно осуществлять очень тонкое управление некоторыми видами химических реакций. До настоящего времени все применявшиеся источники света были слишком слабы, чтобы такие возможности серьезно рассматривались, но оптические мазеры, при известных обстоятельствах, могут сделать такое управление реальностью.

Необходимо понять, что мы говорим о целом семействе приборов, охватывающих широкий интервал частот, мощностей и ширины полос. Семейство будет включать в себя не только генераторы, но и усилители. Один тип будет полезен для усиления светового сигнала, который оказался ослабленным при прохождении большого расстояния (либо по световодам, либо через межпланетное пространство). Другой тип усилителя сможет усиливать целое изображение — например, слабое изображение звезды,— которое подается на него.

Список возможных применений оптических мазеров может быть расширен почти до бесконечности. С появлением оптического мазера управление светом достигло совершенно нового уровня. Однако одна из наиболее увлекательных перспектив для работающих в этой области заключается в том, что новая степень управления откроет такие возможности использования света, какие до сих пор и не снились.

П. Сорокин

ЛАЗЕРЫ НА ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЯХ

(ФЕВРАЛЬ 1969 г.)

В результате возбуждения сложных молекул органических красителей удалось получить когерентный лазерный свет. Наиболее интересной чертой нового типа лазера является то, что его частоту можно непрерывно менять в целом интервале частот.

До недавнего времени общей чертой большинства используемых лазеров — будь то лазеры жидкого, твердого или газообразного типов — была сравнительная простота устройства излучателей света. Например, в первом рубиновом лазере излучателями являлись примесные ионы хрома, которые превращают кристалл окиси алюминия в рубин. Твердые и некоторые жидкие лазеры также используют в качестве излучателей примесные ионы редкоземельных металлов. В газоразрядных лазерах роль излучателей могут играть атомы, ионы или даже просто молекулы неорганических соединений, таких как двуокись углерода. Только в полупроводниковых лазерах в процессе излучения света используется сам полупроводник. Однако и в этом случае можно говорить о простоте строения, поскольку излучающие атомы упорядочены в кристаллической решетке.

За последние три года было обнаружено, что сложные молекулы органических красителей (каждая из десятков атомов) также можно заставить испускать когерентный лазерный свет. Активные молекулы в этих новых лазерах обычно находятся в водных и спиртовых растворах, но можно применять и твердые материалы, такие как полиметилметакрилат (плексиглас).

Как потенциальные лазеры, органические красители имеют важнейшее преимущество. Дело в том, что таких красителей очень много, каждый из них флюоресцирует на своей частоте, и вместе они перекрывают весь диапазон видимого света. Поэтому было бы возможно сконструировать лазер на красителях «на все руки», работающий на любой нужной частоте видимого спектра. Но еще более замечателен факт, что любой из этих лазеров допускает подстройку, т. е. частоту его излучения можно непрерывно изменять в небольшом интервале.

Новизну этой особенности стоит подчеркнуть. В последние несколько лет развивались различные методы для превращения первичного лазерного излучения в энергию вторичного луча измененной частоты. Все установки, служащие для достижения этой цели, используют специальные оптические эффекты, возникающие в материалах, на которые падает первичный лазерный луч (см. статью 11 настоящего сборника). Лазеры на красителях представляют собой первый пример устройства, в котором сам первичный лазерный луч может настраиваться.

Лазерное излучение органических молекул было открыто в 1966 году моим коллегой Джоном Ланкардом и мной в исследовательском центре Томаса Дж. Уотсона компании «Интернейшнл Бизнес Мэшинз». По существу, это открытие было сделано случайно. Мы пытались наблюдать оптический эффект, называемый вынужденным рамановским излучением, в растворах органических красителей в этиловом спирте. Мы работали с молекулами, называемыми металфталоцианинами. Для них характерна способность поглощать свет в весьма узкой полосе, лежащей

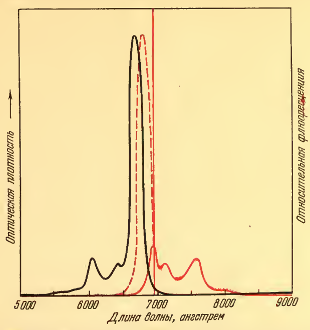


Рис. 1. Спектр лазерного света, полученного от органического красителя хлоралюминиевого фталоцианина, в сравнении со спектрами обычной флюоресценции красителя (цветная кривая) и спектром его поглощения (черная кривая). Вынужденное излучение группируется в этом случае около дополнительного пика флюоресценции и является значительно более узким, чем вся спектральная область, занимаемая флюоресцентным излучением. Максимальный пик измеренной кривой флюоресценции несколько ослаблен из-за самопоглощения. Действительная кривая флюоресценции должна быть «зеркальным изображением» кривой поглощения, как показано штриховой цветной линией. Длина волны луча, излучаемого рубиновым лазером, используемым для возбуждения лазера на красителе, показана красной вертикальной линией.

в видимой области вблизи частоты рубинового лазера (см. рис. 1). Фактическое положение этой линии поглощения зависит, в частности, от типа иона металла, находящегося в центре фталоцианиновой молекулы.

В то время было известно (на основе некоторых весьма общих теоретических вычислений), что интенсивность рамановского излучения молекулы увеличивается, когда частота вынуждающего излучения близка к частоте основной линии поглощения молекулы. Поэтому у нас были основания полагать, что при облучении импульсами рубинового лазера трубка с раствором фталоцианина будет испускать сдвинутый по частоте рамановский спектр. Разница между частотами рубинового лазера и индуцированного вторичного излучения должна была дать информацию о рамановских частотах молекулы фталоцианина. Именно эти величины, не измеренные ранее, интересовали нас.

Интенсивность рамановского света весьма невелика. Поэтому, чтобы увеличить шанс зарегистрировать его, была создана система линз.

Она должна была собирать бóльшую часть света, рассеянного вперед от трубки с красителем. Затем свет концентрировался на входную щель дифракционного спектрографа, предназначенного для регистрации на фотопластинке любой спектральной линии в интервале длин волн примерно от 7000 до 12 000 ангстрем. Получилось так, что на первой же обработанной пластинке обнаружилась размытая линия с длиной волны около 7555 ангстрем. Размытость линии исключала рамановское излучение, и мы сразу заподозрили, что она связана с зачаточным лазерным эффектом. На это указывало, в частности, близкое совпадение частоты зарегистрированной линии с пиком одной из линий флюоресцентного излучения фталоцианина. Вскоре последовало подтверждение этого предположения. Когда трубка с красителем была спарена с подходящей резонансной полостью, то вдоль оси вторичного резонатора возник мощный лазерный луч с длиной волны 7555 ангстрем.

Анализ механизма генерирования когерентного лазерного излучения в этом эксперименте позволил предположить, что тот же самый эффект должен наблюдаться и для других флюоресцирующих органических молекул. Дело в том, что все такие молекулы похожи друг на друга расположением своих энергетических уровней. Было ясно, что излучение рубинового лазера действует на длинноволновый «хвост» линии поглощения фталоцианина, переводя молекулы из их основного состояния в состояние, называемое низшим возбужденным синглетным состоянием. Все органические молекулы обладают этим состоянием, и флюоресценция, когда она имеет место, всегда с ним связана. При флюоресцентном переходе молекула возвращается в свое основное состояние, излучая свет.

Спектр флюоресцентного излучения органических красителей часто имеет более чем один максимум и занимает полосу не менее нескольких сотен ангстрем. Причина образования полосы большой ширины заключается в том, что на самом деле излучение состоит из сотен компонент, соответствующих переходам с различных подуровней первоначально возбужденного синглетного состояния на различные подуровни основного состояния. Эти подуровни связаны с особыми колебаниями молекулы как целого. Некоторые колебательные подуровни основного состояния могут иметь достаточно большую энергию, чтобы обычно оставаться незанятыми. Поэтому между состояниями, с которых происходит флюоресценция, и некоторыми верхними колебательными уровнями основного состояния может существовать «инверсия населенности», достаточная для создания лазерного эффекта.

В нашем эксперименте раствор фталоцианина поглощал огромное по мощности излучение рубинового лазера. Этого было достаточно для накачки необходимого числа молекул красителя прямо в флюоресцентно излучающее состояние. Она и обеспечивала достижение порога, за которым обнаруживается лазерный эффект. Как только он достигается, вся избыточная энергия, используемая для возбуждения молекул красителя, переходит в энергию когерентного пучка излучения. Его частота лежит в относительно небольшом интервале с центром вблизи одного из широких пиков флюоресценции. Поэтому регистрируемый спектр лазерного луча занимает лишь небольшую часть обычного спектра флюоресценции.

Принимая во внимание общность этого механизма, не следует удивляться, что лазерный эффект был вскоре обнаружен во многих других органических красителях (рис. 2), поглощающих в красной, а испускающих в близкой инфракрасной части спектра. Эта работа была проведена как нами, так и другими исследователями, обратившими внимание на

Рис. 2. Молекулярная структура четырех органических красителей, используемых в лазерах. Вверху приведена структура молекулы хлоралюминиевого фталоцианина, на котором впервые был открыт лазерный эффект в органическом веществе. Этот краситель, исключительно стабильный в растворе этилового спирта, широко применяется в качестве пигмента для производства голубой краски. Он испускает свет в области спектра, близкой к инфракрасной, с длиной волны 7555 ангстрем. Вторая сверху схема — 7-диэтило-4-метил кумарин, краситель, найденный в промышленных отбеливателях. Кумариновый краситель стабилен в этиловом спирте и испускает яркий голубой лазерный свет, который можно настраивать в интервале от 4300 до 4900 ангстрем. Второй снизу — родамин 6Ж — вещество, используемое для получения наиболее мощных из лазеров на красителях, существующих до сих пор. Относительно устойчивый, родамин 6Ж может давать излучение в интервале нескольких сот ангстрем в спектральной области, в которой человеческий глаз наиболее чувствителен к изменениям света (от голубого до красного). Внизу на рисунке представлен типичный фоточувствительный краситель, поглощающий в красной, а излучающий в близкой инфракрасной области, называемый 3,3-диэтилтиатрикарбонатом йода. Этот краситель испускает лазерный луч с длиной волны, немногим большей 8000 ангстрем. Его устойчивость в растворе крайне мала. Из этих четырех красителей только 2 и 3 могут излучать лазерный свет при накачке импульсной лампой. Все четыре могут накачиваться лучом импульсного рубинового лазера или его второй гармоникой.

это явление. (Авторами наболее ранних публикаций были Ф. П. Шефер и его коллеги из Марбургского университета, ФРГ; М. Л. Спиис и Д. П. Бортфелд из Исследовательских лабораторий Юза и Михаэл Басс и Томас Дойч из Исследовательского отдела компании Рейсона.) Благодаря всем достигнутым результатам, начало выясняться, что многие красители, обычно используемые для сенсибилизации фотопленки, также

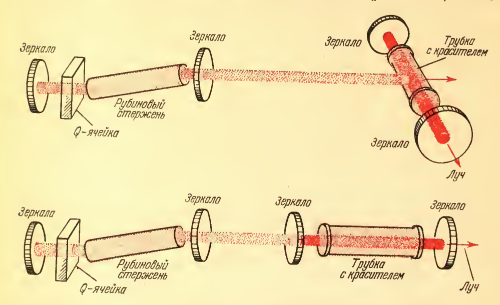


Рис. 3. Две возможные схемы накачки лазера на красителе рубиновым лазером, работающим в режиме гигантского импульса: поперечная накачка (вверху) и торцевая (внизу). Более симметричная накачка достигается в случае торцевой схемы. В этом случае расходимость луча меньше, а эффективность преобразования несколько выше.

могут генерировать лазерный луч. Для этого их следует возбуждать интенсивными короткими импульсами от рубинового лазера, работающего в режиме гигантского импульса. В настоящее время лазеры на красителях этого класса полностью покрывают целую область между 7100 и 11 700 ангстремами. Было обнаружено также, что излучение рубинового лазера достаточно мощно, чтобы его вторые гармоники (с частотой в два раза большей, чем у основного луча), накачивали лазеры на красителях. Это приводит к дальнейшему увеличению интервала видимого спектра, перекрываемого новыми лазерами.

Для экспериментов с лазерами на красителях был разработан ряд различных оптических установок (см. рис. 3, 4). Наиболее симметричный метод накачки основан на «продольной» геометрии. При таком методе расхождение генерируемого луча обычно меньше, чем в устройствах с поперечной накачкой. С помощью обоих типов геометрии достигнута довольно хорошая эффективность преобразования. В одном эксперименте, использующем продольную накачку, оказалось возможным превратить около 40% энергии рубинового лазера в энергию луча лазера на красителе, излучающего в близкой инфракрасной области.

Группа Шефера первой обнаружила значительный эффект настройки, присущий механизму излучения лазеров на красителях. Оказалось, что положение пика вынужденного излучения можно сдвигать почти на

600 ангстрем путем изменения концентрации красителя, или путем уменьшения или удлинения продольного размера трубки, содержащей

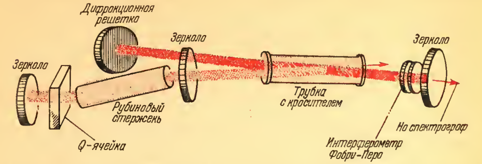


Рис. 4. Реальная схема экспериментальной установки объединяет в себе преимущества торцевой накачки с излучением узкой линии и возможностью варьировать длину волны благодаря отражающей дифракционной решетке на конце вторичной лазерной полости. Чтобы улучшить монохроматичность выходного луча, здесь введены дополнительные оптические элементы. На установке такого типа Д. Дж. Бредли из Королевского университета Белфаста получил в близкой инфракрасной области луч со спектральной шириной меньшей сотой ангстрема.

краситель (см. рис. 5). Когда концентрация красителя увеличивается, спектральная область лазерного излучения сдвигается в сторону длинных волн из-за уменьшения энергии излучения, связанной с низкоэнергетическим «хвостом» основной линии поглощения. Выходная мощность

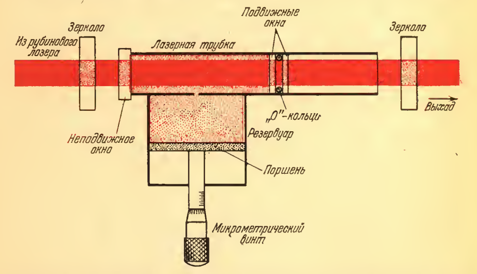


Рис. 5. Другим способом достижения грубой настройки диапазона лазера на красителях является изменение размеров резонансной полости. Удлинение трубки с красителем приводит к тому же эффекту, что и увеличение концентрации красителя в трубке. Оригинальное гидравлическое устройство, изображенное здесь, было построено Мортоном Р. Коганом из Отдела Федеральных Систем компании «Интернейшнл Бизнес Мэшинз».

лазера остается почти постоянной в интервале используемых концентраций красителя, которые меняются, как правило, на два порядка.

Для спектра луча, генерируемого лазером на красителе, характерна некоторая размытость в том случае, если зеркала резонатора являются широкополосными отражателями. Однако есть возможность существенно сузить спектральную ширину луча с помощью довольно простой про-

цедуры. При этом сужение проводится таким образом, чтобы сохранить большую часть энергии луча. Этот эффект был открыт Бернардом Х. Соффером и Б. Б. Мак Фарландом из компании Корад в результате остроумных экспериментов, проведенных в 1967 году. Они заменили одно из широкополосных зеркал на торце плоской отражающей дифракционной решеткой, смонтированной на микрометрическом винте таким образом, что она могла вращаться вокруг вертикальной оси. Начальный угол дифракционной решетки был выбран таким образом, чтобы дифракционная волна первого порядка, создаваемая лучом света, падающим на дифракционную решетку в направлении, параллельном оптической оси резонаторов, отражалась обратно вдоль оси резонатора. Поскольку

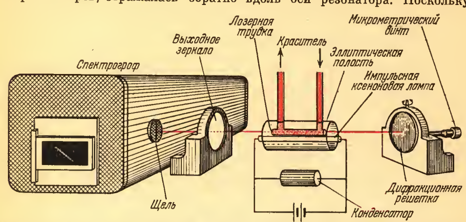


Рис. 6. Схематическое изображение аппаратуры для настройки лазера. Сам лазер был довольно примитивным, с накачкой импульсной лампой, имел фиксированную концентрацию красителя родамина 6Ж, непрерывно циркулирующего через лазерную трубку. Лазер с лучшей оптикой будет, наверное, давать в том же интервале частот более узкие спектральные линии.

точный угол, при котором падающие лучи и дифракционные пики совпадают, зависит от длины волны излучения, то на основе этого явления создана узкополосная оптическая полость с непрерывной настройкой.

Было обнаружено, что благодаря дифракционной решетке ширину спектра лазерного луча удается сузить до тонкой линии шириной всего лишь в один-два ангстрема. Для лазера на красителях, изучавшегося Соффером и Мак Фарландом (на красителе, известном в промышленности как родамин 6Ж), нормальная ширина спектра генерируемого лазерного луча составляла около 150 ангстрем. Они также обнаружили, что в этом случае нет значительных потерь в мощности по сравнению с мощностью луча, генерируемого в устройстве с широкополосными зеркалами.

В результате проведенных опытов они заметили, что по мере вращения дифракционной решетки вокруг первоначального положения длина волны узкой полосы лазерного излучения изменяется. Таким путем была получена непрерывная и эффективная настройка лазера в интервале от 300 до 400 ангстрем при постоянной концентрации родамина 6Ж. С точки зрения наблюдателя цвет луча этого лазера мог меняться непрерывно от оттенка зеленого цвета через желтый и оранжевый до оттенков красного по мере того, как вращался микрометрический винт, определяющий угол поворота дифракционой решетки (см. рис. 6).

В какой-то степени настройка генерируемого луча может проводиться для каждого лазера на красителе. Для того чтобы понять, как энергия переходит в энергию узкой линии, необходимо несколько глубже разо-

браться в роли молекулярных колебаний в флюоресценции органических красителей. Сначала удобно рассмотреть двухатомную молекулу (см. рис. 7). В данном случае параметром, от которого зависит потенциальная энергия в любом данном энергетическом состоянии, является расстояние между двумя ядрами молекулы. Расстояние, при котором потенциальная энергия молекулы минимальна в основном состоянии, определяет нормальные линейные размеры молекулы. Из квантовой механики известно, что энергия системы, колеблющейся на атомном или молекулярном уровнях, может иметь только отдельные дискретные значения. Они изображены горизонтальными линиями между границами потенциальной кривой. Вертикальные расстояния между соседними колебательными уровнями равны произведению частоты колебаний на постоянную Планка. Молекулу на каком-либо колебательном уровне можно представить себе колеблющейся между конечными точками, расположенными на потенциальной кривой.

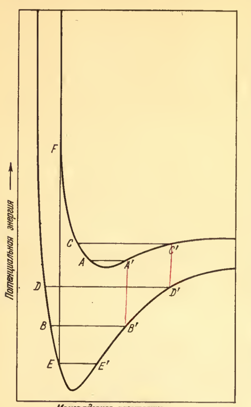


Рис. 7. Графики потенциальных ям изображают энергию «основного» состояния (нижняя кривая) и возбужденного состояния (верхняя кривая) типичной двухатомной молекулы. Длина волны, при которой молекула излучает или поглощает свет, определяется относительным положением этих кривых. Например, молекула, колеблющаяся в верхнем состоянии между C и C', будет излучать значительно сильнее, когда «упадет» из окрестностей поворотной точки C' в точку D' на нижней потенциальной кривой. Здесь начинается новое колебательное движение, ограниченное точками D и D'. Аналогично, молекулы, колебавшиеся между A и A', будут после флюоресценции совершать колебательное движение между точками B и B'. Соответствующие частоты излучения пропорциональны длинам отрезков $C'D'$ и $A'B'$. Молекулы в состояниях с относительно малой потенциальной энергией, таких как EE', будут поглощать свет значительно более коротких длин волн, так как частоты поглощения пропорциональны длинам соответствующих отрезков, в данном случае EF. Для двухатомных молекул параметром, от которого зависит потенциальная энергия молекул, является просто расстояние между двумя атомными ядрами.

Далее, оптические переходы, т. е. переходы между различными электронными состояниями одной и той же молекулы, имеют место между парами колебательных уровней, для которых выполняется принцип Франка—Кондона. Впервые этот принцип выдвинул в 1925 году Джеймс Франк, а позднее Эдвард У. Кондон дал ему строгое квантовомеханическое обоснование. Не прибегая к формулам, его можно сформулировать так: скачок между различными энергетическими уровнями в молекуле происходит настолько быстро по сравнению с молекулярным колебательным движением, что непосредственно после перехода я́дра имеют приблизительно то же самое относительное положение и скорость, что и перед скачком.

Оптические переходы, являются ли они переходами, связанными с поглощением или с излучением, будут стремиться происходить предпоч-

тительно в двух точках, где направление колебательного движения меняется на обратное, из-за того, что молекула проводит в окрестностях этих точек бо́льшую часть своего времени. Промежуточные точки проходятся молекулой гораздо быстрее. Поэтому, согласно первой части принципа Франка — Кондона, наиболее вероятные оптические переходы можно приблизительно изобразить, проведя вертикальную линию от одной потенциальной кривой до другой, вверх или вниз, в зависимости от типа скачка, начав от точки, определяющей первоначальное состояние. Длины отрезков, получившиеся в результате этой процедуры, пропорциональны частоте переходов. Из-за того, что потенциальные минимумы молекулы для двух различных энергетических состояний могут отвечать различным межъядерным расстояниям, переходы, начинающиеся на двух противоположных концах уровня, могут сильно отличаться по частоте. Некоторые вертикальные линии, проведенные из конечных точек одного состояния на потенциальной кривой, пересекают колебательные уровни других энергетических состояний в точках, не лежащих на соответствующих им потенциальных кривых. Они не представляют возможных переходов из-за нарушения второй части принципа Франка — Кондона. Для таких переходов потребовалось бы резкое изменение кинетической энергии ядер в течение перехода.

Колебания молекулы красителя, такой как родамин 6Ж, значительно более сложны, чем колебания простой двухатомной молекулы. В данном случае существует значительно больше атомов, которые могут колебаться различными способами друг относительно друга. Для сложных многоатомных молекул практически нет простого параметра, с помощью которого можно было бы описать изменение потенциальной энергии отдельных состояний. Тем не менее, диаграмма потенциала остается наилучшим способом, хотя бы качественным, объяснить сужение полосы спектра излучения лазера на красителях. Для многоатомных молекул ряд дискретно расположенных колебательных уровней должен быть заменен непрерывным их распределением. Предположим, что в первом приближении можно говорить о тепловом равновесии в этой системе уровней. Тогда будут заняты только те уровни, колебательная энергия которых не превышает тепловую энергию молекулы при данной температуре. Более того, населенность в каждом состоянии будет более или менее равномерной в пределах одной такой линии.

В отсутствие дополнительных правил отбора вынужденное излучение будет осуществляться всеми молекулами, находящимися в самом нижнем возбужденном синглетном состоянии. Как правило, частоты, испускаемые молекулами, находящимися вблизи пика занятой полосы, будут меньше частот молекул с меньшей колебательной энергией. Поэтому лазерное излучение будет покрывать широкую полосу спектра. Если в резонатор поместить фильтр, пропускающий, например, только самые короткие волны, то излучение лазера будет идти только на этой волне. Этот эффект уменьшал бы населенность нижних колебательных уровней первого возбужденного синглетного состояния, порождая «дырки» в занятой полосе частот, если бы в действительности не преобладала тенденция к установлению теплового равновесия. Молекулы быстро переходят с пика полосы на опустевшие нижние колебательные уровни, накапливаясь в состоянии, которое генерирует свет в первоначальной узкой полосе частот (см. рис. 8).

До сих пор мы рассматривали лазерное излучение органических красителей в терминах переходов между различными уровнями из набора

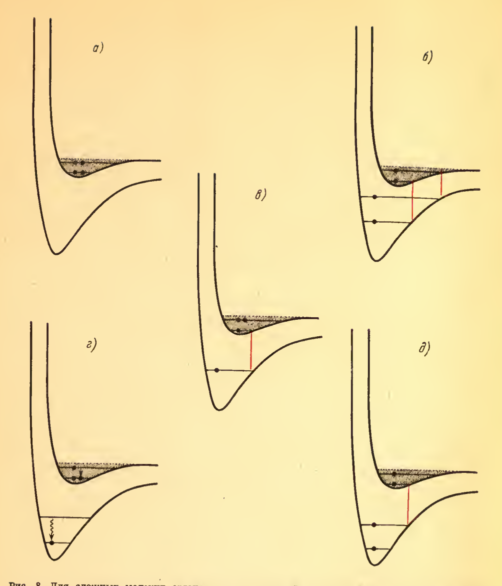


Рис. 8. Для сложных молекул органических красителей не существует простого параметра, с помощью которого можно изобразить потенциальную кривую отдельного состояния. Тем не менее, сужение спектра излучения и возможность настройки по частоте излучения лазера на красителе хорошо объяснимы, по крайней мере качественно, с помощью потенциальных диаграмм. Для обычных «широкополосных» отражающих зеркал, помещенных в полость лазера на красителе, вынужденное излучение идет в широком интервале длин волн, соответствующих сумме излучений от всех молекул, накачанных до первого возбужденного синглетного состояния (*а*, *б*). В этом случае молекулы находятся в равновесном тепловом распределении в континууме колебательных состояний (серый оттенок). Когда в оптическую полость помещается узкополосный фильтр, через который проходят только более короткие волны, то вынужденное излучение имеет место только для линии с длиной волны, проходящей через фильтр (*в*). Этот процесс стремится выборочно истощить «населенность» молекул на низших колебательных уровнях первого возбужденного синглетного состояния, тем самым нарушая тепловое равновесное распределение молекул по континууму колебательных состояний. Однако молекулы с бóльшей колебательной энергией быстро переходят на нижние колебательные уровни (*г*) и, таким образом усиливают свет с более короткими длинами волн (*д*). Аналогичные рассуждения справедливы и в случае. когда фильтр настроен на пропускание только более длинных волн.

синглетных состояний. Однако, как хорошо известно, все органические молекулы обладают еще одним набором — триплетных энергетических состояний (см. рис. 9). Долгоживущая фосфоресценция органических молекул, легко доступная наблюдению при низких температурах, связана с нижним из этих триплетных состояний. Долгое время жизни таких возбужденных состояний объясняется тем, что оптические переходы между состояниями различной мультиплетности в высокой степени маловероятны. Однако молекулы, которые накапливаются в нижнем триплетном состоянии, могут переходить в высшие триплетные состояния, поглощая энергию света, если на образец падает свет подходящей частоты.

В частности, лазерный луч, генерируемый инверсией населенности в наборе синглетных состояний, может ослабляться из-за наличия достаточного числа молекул в нижнем триплетном состоянии. Если в этом состоянии оказывается достаточно большой процент молекул, то эффект может быть настолько сильным, что полностью подавит лазерный эффект.

Каким путем молекулы переходят в триплетное состояние? Они непрерывно переходят в него из нижнего возбужденного синглетного состояния благодаря нерадиационным процессам (кроссоверу). Вероятность кроссовера широко меняется в зависимости от типа молекул. Она зависит от таких факторов, как сопротивление молекулы кручению, присутствию тяжелых атомов в молекуле. Сравнительно низкая скорость синглет-триплетного кроссовера обычно бывает у молекул с высокой эффективностью квантовой флюоресценции.

В начале 1967 года нам пришлось столкнуться с проблемами, порожденными накоплением молекул в низшем триплетном состоянии во время накачки. В то время мы принялись за разработку импульсной лампы, призванной заменить твердотельный лазер, работающий в режиме гигантского импульса. Тогда этот лазер являлся неизбежным придатком лазера на красителе. Длительность импульса рубинового лазера, работающего в режиме гигантского импульса, равна примерно 10 наносекундам, так что полный цикл, включающий возбуждение и вынужденное излучение из синглетных состояний, может закончиться до того, как будет создана значительная населенность триплетных состояний. В сущности, именно из-за этого и оказался возможным лазерный эффект в целых десятках флюоресцирующих красителей, возбуждаемых лазером, работающим в режиме гигантского импульса.

Во многих ранних работах отмечалось, что для сильно флюоресцирующих молекул характерное время синглет-триплетного кроссовера может достигать нескольких сотен наносекунд. Для большинства молекул оно значительно меньше. С помощью экспериментов по импульсной фотодиссоциации, аналогичных экспериментам, доведенным до совершенства Джорджем Портером, получившим Нобелевскую премию 1967 года по химии, был получен большой объем информации о величине и положении триплет-триплетных линий поглощения (см. рис. 10). Используя всю эту информацию, было легко вычислить, что с помощью яркой импульсной лампы, имеющей время вспышки несколько десятых долей микросекунды, можно «накачать» некоторые красители. Мы сделали такую лампу, и наши усилия были немедленно вознаграждены. Лазерный режим был создан примерно у шести сильно флюоресцирующих красителей, которые возбуждались этой специально сконструированной импульсной лампой.

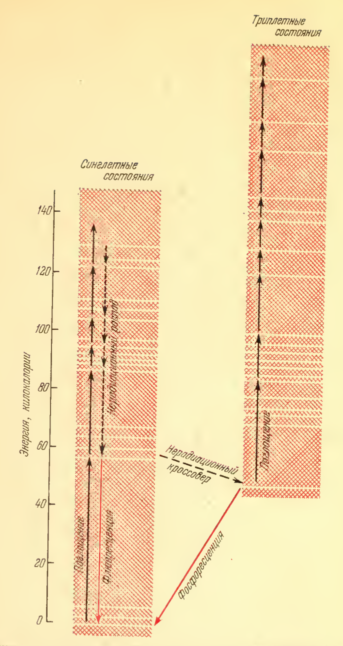


Рис. 9. Диаграмма энергетических уровней типичной органической молекулы изображает соотношение энергий набора синглетных (слева) и триплетных (справа) состояний этой молекулы. Некоторые избранные колебательные уровни, соответствующие наблюдаемым дополнительным пикам в спектрах поглощения и флюоресценции молекулы, изображены близко расположенными белыми горизонтальными линиями. Диаграммы составлены на основе измерений В. Цанкера и Е. Митке из ФРГ, проведенных для молекулы органического красителя, называемого оранжевым акридином.

Недавно различными исследователями было замечено, что длительность импульса лампы, как оказалось, не так важна, как мы первоначально думали, по крайней мере для двух наиболее изученных групп красителей: производных родамина и кумарина. Действительно, у этих красителей возможен полунепрерывный лазерный эффект, при котором излучение лазера непосредственно повторяет форму накачивающего импульса. Этот эффект непосредственно наблюдался для импульсной лампы с длительностью импульса до 10 микросекунд. Для объяснения этого феномена оказалось необходимым учесть присутствие в растворе диссоциированных молекул кислорода. Кислород стремится «погасить» триплетные состояния во время столкновений с возбужденными молекулами красителя. После таких столкновений молекулы красителя возвращаются в основное синглетное состояние, тем самым противодействуя

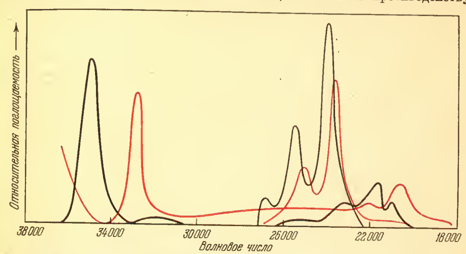


Рис. 10. Линии поглощения, связанные с переходами в наборе триплетных состояний, могут серьезно уменьшить мощность лазерного луча, генерируемого при переходах в наборе синглетных состояний молекулы. К счастью, в распоряжении автора находился большой объем информации о величине и положении этих триплет-триплетных линий поглощения. Например, спектры различных производных антрацена, приведенные на этом рисунке, были измерены с помощью импульсной фотодиссоциации Джорджем Портером и Морисом В. Виндзором в Англии. Вертикальные координаты каждой кривой были пропорционально увеличены, чтобы масштаб различных кривых был примерно одинаков.

излишнему накоплению молекул в триплетном состоянии. Этот факт в сочетании с необычно низкими скоростями кроссовера, которые имеют место для этих красителей, и небольшое триплет-триплетное поглощение на лазерных частотах дают возможность создать полунепрерывно действующую установку. Так как специальные малоиндукционные цепи импульсных ламп не являются теперь абсолютной необходимостью, то в настоящее время могут быть построены лазеры на органических красителях сравнительно простой конструкции.

Сейчас еще рано оценивать практическое значение лазеров на красителях. Вероятно, из-за разнообразия их частот эти лазеры окажутся важным подспорьем в некоторых экспериментах. В настоящее время можно, например, заселять отдельные энергетические уровни атомных и молекулярных паров. Это может привести к созданию определенного класса лазерных приборов, в настоящее время еще недоступных, таких как двойной квантовый световой осциллятор. Лазеры на красителях уже

используются для создания широкого непрерывного спектра, как основы высокоскоростной абсорбционной спектроскопии. Возможности этих лазеров в таких различных областях применения лазерного луча, как «сваривание» отслоенной сетчатки и создание микроэлектронных схем, постоянно изучаются в различных местах. Потенциальная возможность применения лазеров этого класса в самых различных обыденных ситуациях к настоящему времени увеличилась из-за недавнего открытия О. Г. Петерсона и Бенджамина Б. Снейли из компании «Истмен Кодак». Они обнаружили, что стержни из плексиглаза, слегка обогащенного родаминовым красителем, также генерируют лазерный луч при возбуждении импульсной лампой. Наконец, так как спектральные, временные и пространственные характеристики луча, генерируемого лазером, дают новую информацию о молекулах, атомах и ионах, генерирующих луч, наиболее вероятно, что лазеры на красителях сами будут в течение некоторого времени предметом изучения.

Анри Брюне

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Получение все более и более мощных лазеров — это задача, которой посвятили себя десятки и даже сотни исследователей во всем мире. Несомненное военное значение таких исследований затрудняет создание ясной картины всего комплекса проводимых работ, которые в основном засекречены. Засекречивание некоторых исследований, таких как лазерная плавка, вызвало негодующую редакционную статью в широко известном американском журнале «Письма в Физическое Обозрение» (Physical Review Letters).

Однако в течение последнего года были обнародованы результаты, которые дали возможность увидеть, сколь избранное место занимают молекулярные лазеры в этой гонке за мощностью. Объяснению этого факта посвящена статья Анри Брюне, инженера исследовательской лаборатории компании «Компани Женераль д'Электриситэ» в Маркуссисе, где работы в этой области развернуты наиболее широко

Одной из характерных черт нашего времени является скорость, с которой фундаментальные открытия науки получают практические применения, которые в свою очередь ведут к дальнейшему прогрессу науки. Открытие лазеров и практическое применение когерентного света представляет собой прекрасный пример такого постоянного обмена между наукой и практикой. Будучи вначале просто физическим курьезом, лазер стал к настоящему времени незаменим в самых разных областях, которые, со своей стороны, требуют дальнейшего развития научной базы. Так, мощность и повышенный коэффициент полезного действия (кпд) необходимы как для промышленного применения (раскрой металлических листов или сварка), так и для военных целей. Промышленность требует все больше простых и надежных приборов, а лазерные системы, работающие в исследовательских лабораториях, не всегда таковы. Проблема кпд является решающей при попытках зажечь с помощью лазера управляемую термоядерную реакцию, и поэтому после создания молекулярных лазеров с высокой отдачей можно рассчитывать на очень существенный прогресс в этой области. В совсем другой области использования лазеров — в передаче и хранении информации — нужны все более и более коротковолновые лазеры. Недавно даже рассматривалась возможность осуществления лазера на рентгеновских лучах, что представило бы огромный интерес как для фундаментальных исследований, так и для практических применений.

Действительно, такие разные области, как химия радикалов, хирургия, разделение изотопов, голография, изготовление интегральных

схем и промышленная сварка используют лазеры — и сами, со своей стороны, стимулируют научные исследования.

Со времени первых попыток получения когерентного света, сделанных в 1960 году Мейманом и, спустя несколько месяцев, Яваном, достигнут весьма примечательный прогресс в разработке лазеров как с точки зрения полученных мощностей, так и с точки зрения рабочей области спектра: в настоящее время лазеры работают начиная с глубокого ультрафиолета (1161 Å) и кончая далекой инфракрасной областью на границе с миллиметровыми волнами (0,373 *мм*). Кроме того, перейден 100-киловаттный порог в непрерывном режиме работы, а мощность в импульсе некоторых лазеров превосходит тераватт (10^9 ватт).

Часто трудно указать наиболее перспективные направления развития новой техники, особенно если области применения ее так разнообразны, как в случае лазеров. Можно, однако, сказать, что создание С. К. Н. Пейтелом из лабораторий «Белл Телефон» первого мощного молекулярного лазера открыло в 1965 году новый путь к лазерам с большой мощностью и высокой отдачей, которые быстро оправдали надежды: в апреле 1969 года Е. Т. Герри («Авко Эверетт») создал лаэер на углекислом газе мощностью 60 *квт* в режиме непрерывного действия, а в июне месяце того же года исследователи лабораторий в Маркуссисе, за которыми последовала несколькими месяцами позже канадская группа, объявили о создании лазера нового типа на CO_2 (лазер TEA — по начальным буквам французских слов «электрическое обращение при атмосферном давлении») с очень простым принципом действия и тем не менее прекрасными результатами.

Эти лазеры, называемые молекулярными, так как они используют движение ядер атомов, из которых состоят молекулы, находятся сейчас на переднем крае исследований по достижению больших мощностей и энергий. Мы обсудим также другие типы молекулярных лазеров, использующих движение электронов вокруг ядер, связанных в молекулы, и позволяющих получать излучение с очень короткой длиной волны. Сначала мы напомним общие принципы работы лазеров.

Что такое лазер? Слово лазер составлено иэ первых букв английских слов (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), которые означают: усиление света вынужденным излучением. Вынужденное излучение — очень важное физическое явление, к объяснению которого мы сейчас переходим. Квантовая система (атомы или молекулы) обладает совокупностью дискретных уровней энергии. Переход с одного уровня на другой происходит путем излучения или поглощения фотона, т. е. некоторого количества энергии в форме электромагнитного излучения. Частота этого излучения пропорциональна разности энергий уровней (рис. 1). Если мы для простоты рассмотрим систему с двумя энергетическими уровнями, то переход с верхнего уровня на нижний может произойти двумя различными способами: в случае отсутствия внешнего излучения система, которая первоначально находилась в неравновесном состоянии, может перейти в состояние термодинамического равновесия, что происходит за время, называемое временем жизни; в таком случае говорят о спонтанном излучении. Если систему подвергнуть облучению с частотой, равной частоте перехода, она испустит (кроме спонтанного излучения) излучение, называемое вынужденным, которое будет в фазе с внешним падающим излучением. Таким образом, система работает как усилитель падающего света, откуда и произошло название явления. Переходы из нижнего состояния в верхнее описать проще, так

как система не может совершить такой переход спонтанно (самопроизвольно). Таким образом, он может осуществляться только при наличии внешнего излучения, которое при этом поглощается, и среда работает как «усилитель наизнанку». Можно сказать, что процесс поглощения — всегда вынужденный в отличие от испускания (рис. 1).

Для заданного излучения количество поглощаемой энергии пропорционально числу систем, находящихся в нижнем энергетическом состоянии (тому, что называют населенностью нижнего уровня); соответственно количество заново излученной энергии пропорционально населенности верхнего уровня. Если среда находится в термодинамическом

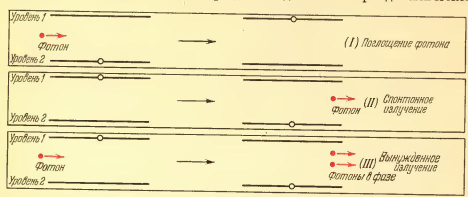


Рис. 1. Спонтанное и вынужденное излучение. Обмен энергией между квантовой системой и электромагнитным излучением может происходить разными способами. Здесь мы предполагаем, что система обладает только двумя энергетическими уровнями, а единичный акт излучения представлен частицей — фотоном с энергией, пропорциональной длине волны. На верхней схеме (*I*) фотон поглощается системой, которая переходит при этом с нижнего уровня на верхний. На схеме (*II*) система возвращается в нижнее состояние, испуская фотон той же энергии: это испускание, называемое спонтанным, происходит за время, равное в среднем времени жизни верхнего уровня. На (*III*) фотон взаимодействует с системой, находящейся в возбужденном состоянии. При этом система переходит в нижнее состояние с испусканием фотона, и образуются два фотона с той же энергией, что и у падающего. Такое излучение, называемое вынужденным, является основой действия лазеров и позволяет получать очень большое число фотонов в фазе друг с другом, образующих то, что называется когерентным излучением.

равновесии, то верхние энергетические уровни с необходимостью менее населены, чем нижние. Таким образом, поглощение будет преобладать над испусканием. Для того чтобы получить эффект усиления, необходимо искусственно населить верхний уровень и осуществить то, что называется «инверсией населенности». Способ, которым эта инверсия осуществляется, называется «накачкой» лазера. На практике усиляющая среда помещается между двумя зеркалами: спонтанное излучение, испущенное с верхнего уровня, усиливается при каждом прохождении отраженного зеркалами луча через среду, после чего выводится вовне при помощи какого-либо устройства. Таким образом, прибор является осциллятором. В мощных лазерах излучение, выходящее из осциллятора, падает на несколько каскадов усилителей без зеркал, так что луч проходит каждый из них только один раз (рис. 2).

Различные лазеры, которые мы будем описывать, отличаются используемыми квантовыми системами и способом осуществления инверсии населенности. Основным фактором при этом является время жизни возбужденного состояния, так как оно определяет время, в течение которого система может находиться вне термодинамически равновесного состояния. Уровень, который выбирается для создания инверсии

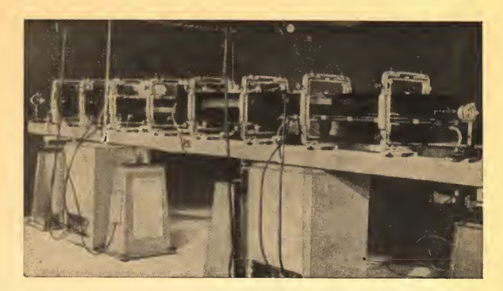


Рис. 2. Мощный молекулярный лазер. На этой фотографии инфракрасное излучение лазера с длиной волны 10,6 микрон, входящее в систему справа, усиливается при прохождении через 4 лазера типа *TEA*, работающих на смеси азота с углекислым газом при атмосферном давлении. Исходный луч образуется в лазере (на фотографии его не видно), конструкция которого аналогична секциям усилителя, но работающем в режиме генерации, благодаря зеркалам. После фокусировки вогнутым зеркалом (слева) электрическое поле луча достаточно для образования пробоя воздуха (искра). Эта цепочка усилителей выдает энергию 20 джоулей за 60 наносекунд, т. е. пиковую мощность порядка 330 *мвт/сек*, и используется в экспериментах по получению управляемой термоядерной реакции.

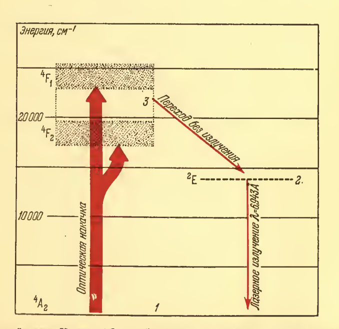


Рис. 3. Рубиновый лазер. Уровень *3* большой спектральной ширины накачивается зеленым светом ксеноновой лампы. Большая часть поглощенной энергии быстро переходит на уровень *2* без излучения. Вынужденное излучение возникает, когда населенность уровня *2* достаточно превосходит населенность основного уровня *1*.

населенности, должен обладать временем жизни как можно большим для того, чтобы иметь достаточно времени для формирования инверсной населенности. Создание нового лазера требует, таким образом, великолепного знания структуры уровней энергии используемых молекул или атомов для того, чтобы понять, какие переходы будут удовлетворять необходимым условиям. Рисунок 3 изображает классическую систему — рубиновый лазер с тремя уровнями: ионы Cr^{3+} путем накачки ксеноновой лампой быстро переводятся с уровня *1* на уровень *3*. Система очень быстро переходит с этого уровня на уровень *2*, который обладает достаточным временем жизни для создания на нем необходимой инверсной населенности, которая превзойдет населенность уровня *1*. После создания достаточной инверсии происходит быстрый сброс с уровня *2* на уровень *1*, сопровождаемый излучением.

Важность когерентности света. Свет, испускаемый лазером, обладает совокупностью свойств, которые объединяют под общим названием когерентности. В классических источниках света каждый атом или молекула излучают независимо от других и, таким образом, получаемый сигнал не обладает внутренней упорядоченностью. В случае же лазера все источники, создающие луч, излучают в фазе, и таким образом создается луч с шириной спектра несравнимо более узкой, чем спектр классического источника. Он характеризуется очень длинными цугами волн (временна́я когерентность, см. рис. 4). Кроме того, лазерный луч может быть легко сконцентрирован в области, близкой по размерам к длине волны (пространственная когерентность). Благодаря такой когерентности лазерных лучей можно, например, наблюдать интерференцию лучей от лазеров, разделенных очень большим расстоянием: одним из практических применений этого свойства является голография.

К качеству испускаемого света (когерентности) прибавляется еще и количество — лазер позволяет получать световые потоки, недостижимые другими способами. Область применения таких свойств очень широка. Она включает в себя промышленность, медицину, создание контролируемой термоядерной реакции и различные военные применения.

Посмотрим теперь, что ограничивает возможности мощных лазеров, и выясним, в чем преимущества молекулярных лазеров для такого использования. Возможности лазера можно охарактеризовать его мощностью, кпд и совокупностью факторов, влияющих на свойства его излучения. Принято отличать лазеры, работающие в режиме непрерывного излучения, от лазеров, излучающих импульсы. В первом случае классическая мощность (количество энергии, излучаемой в единицу времени) достаточна для определения кпд прибора. Во втором случае существенны энергия и длительность импульса, а, кроме того, указывается максимальная мощность в импульсе.

Кпд тоже вводится двух типов: квантовый кпд, который есть отношение энергии лазерного перехода к энергии верхнего уровня, и кпд полный (глобальный) — отношение энергии, испущенной лазером, к энергии, реально полученной системой. Первый кпд всегда выше, так как часть энергии идет на возбуждение различных паразитных колебаний и теряется.

Мощность лазера непрерывного действия существенно ограничена нагревом среды усилителя и зеркал, которые всегда поглощают некоторую, пусть малую, часть излучения и значительно нагреваются. Если поглощаемое тепло не отводить достаточно быстро, то прибор разрушится. В случае импульсных лазеров ограничение происходит от пробоев,



Рис. 4. Свет, сфотографированный на лету. Источники когерентного света позволяют получать очень короткие импульсы: на этом рисунке — порядка 10^{-11} секунды. Полученный таким образом волновой пакет длиной порядка 8 *мм* сдвинулся за время фотографирования (10^{-11} *сек*) только на 2,2 *мм* справа налево. Цифры — это шкала в миллиметрах, а в сосуде находится вода с добавкой небольшого количества молока, которое позволяет легко наблюдать волновой пакет за счет рассеяния. Такие опыты, интересные для фундаментальных исследований свойств света, возможно найдут применение для создания систем, аналогичных радарам, но работающих в спектре частот видимого света.

которые могут происходить в среде из-за высокой напряженности электрического поля излучения.

Молекулярные лазеры работают на газообразных средах, и нагрев среды усилителя, который трудно ограничить в твердом теле, может быть сведен к допустимой величине за счет использования циркуляции газа. Пределы, возникающие за счет возможности пробоя, сохраняются и в этом случае, но последствия таких пробоев не в такой мере серьезны, как в твердом теле. Более того, молекулярные лазеры имеют кпд часто значительно выше в силу того, что они допускают методы накачки более эффективные, чем лазеры других типов. Все эти соображения позволяют понять, почему наибольший прогресс в области лазеров получен именно благодаря молекулярным лазерам, к рассмотрению которых мы переходим.

Широкая гамма мощных лазеров. Любая молекула состоит из некоторого числа атомов (например, 2 у азота, 3 у углекислого газа), каждый из которых состоит в свою очередь из ядра и электронов. Эта система обладает дискретными уровнями энергии, соответствующими как движению ядер, так и движению электронов. Существуют молекулярные лазеры, использующие оба эти класса уровней, но их действие и способы возбуждения существенно разнятся. Действительно, длины волн, соответствующие переходам между ядерными уровнями, заключены в интервале 2,5—400 микрон, тогда как излучение при переходах между электронными уровнями дает длину волны от ближнего инфракрасного света (1 микрон) до дальнего ультрафиолета (⩽1200 ангстрем). Мы будем говорить сначала о лазере первого типа, единственном, заслужившем к настоящему времени имя мощного лазера. Второй тип будет рассматриваться при обсуждении коротковолновых лазеров.

Сейчас наиболее мощные лазеры работают на углекислом газе. Лазерный переход с длиной волны 10,6 микрон осуществляется между колебательными уровнями *3* и *1* молекулы CO_2 (рис. 5). Молекулы углекислого газа могут быть переведены на уровень *3* как прямым возбуждением, так и косвенным через посредство молекул азота — эти последние обладают свойством быстро передавать свою энергию колебаний молекулам CO_2 через резонансные

столкновения. Обычно используется смесь азота с углекислым газом из-за того, что время жизни возбужденных молекул азота значительно больше, чем молекул CO_2, так что первые могут играть роль резервуара для последних. В связи с этим следует отметить, что время жизни колебательных уровней, за исключением случая очень низких давлений, определяется не спонтанным излучением, а столкновениями молекул. Таким образом,

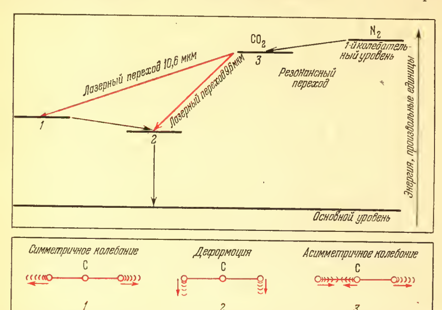


Рис. 5. Уровни энергии системы CO_2-N_2. Здесь представлены только важные с точки зрения создания инверсии населенности уровни. Эта инверсия образуется между колебательными уровнями *3* и *1* на рисунке. Верхний уровень населяется одновременно за счет прямого электронного возбуждения и особенно за счет резонансного перехода энергии с первого колебательного уровня азота. Этот уровень обладает достаточно долгим временем жизни, и таким образом азот служит настоящим резервуаром энергии, что делает эту систему особенно интересной. Ее квантовый кпд порядка 40%, а эффективный — 30%, что объясняет интерес к молекулярным лазерам, работающим на газовых смесях. Для иллюстрации на рисунке представлены движения молекулы CO_2, соответствующие различным модам колебаний.

время релаксации обратно пропорционально давлению. При непрерывном действии возбуждение может быть как электрическим, так и тепловым; при работе в импульсном режиме используются различные способы электрического возбуждения. Квантовый кпд составляет примерно 40%, а наблюдаемый электрический кпд колеблется между 15% и 30%, что значительно превышает кпд твердотельных лазеров, в силу чего молекулярные лазеры выгоднее твердотельных.

Три модели лазеров на углекислом газе могут проиллюстрировать наши рассуждения: лазеры непрерывного действия с электрическим возбуждением, термические лазеры (или газо-динамические лазеры) и лазеры TEA.

В первой модели смесь газов возбуждается объемным электрическим разрядом, причем электроны высокой энергии (~15 *эв*) служат для поддержания разряда, а электроны энергии порядка 1—2 *эв* служат собственно для возбуждения смеси. Добавляя к смеси CO_2-N_2 гелий, можно существенно повысить однородность разряда и эффективность возбуждения. Используемое давление смеси довольно низко (от 10 до 100 тор),

так как при давлении выше 100 тор разряд обладает тенденцией перехода в дуговой режим, характеризуемый волокнистой структурой области высокой температуры, т. е. высокой неоднородностью, которая существенно уменьшает объем возбуждения. Различные ухищрения, такие как впрыскивание высокоэнергетических электронов или использование турбулентного движения, применялись для повышения рабочего давления. Действительно, так как мощность на единицу объема пропорциональна этому давлению, то всякое увеличение давления дает соответственное повышение мощности.

Как уже отмечалось, квантовый кпд достигает 40%, т. е. не менее 60% подводимой энергии теряется на нагрев среды. Для того чтобы не допустить ее перегрева, используется циркуляция газа с околозвуковой скоростью: или по замкнутому циклу, или с потерей газа. Фирма «Юнайтед Эркрафт» недавно объявила о создании лазера такого типа с мощностью 27 киловатт в непрерывном режиме, а модели в 10 и 15 киловатт должны уже скоро поступить в продажу для промышленной сварки. Эти модели используют циркуляцию газа по замкнутому циклу. Во Франции лазеры непрерывного действия высокой мощности, использующие технику, близкую к предложенной Б. Лаварини, разработаны в лабораториях в Маркуссисе. Полученные мощности позволяют получать после фокусировки пучка вполне впечатляющие результаты.

В лазерах с термическим возбуждением используется смесь CO_2-N_2 со следами водяного пара (около 1%) при высоком давлении (20÷30 бар) и высокой температуре (1000 ÷ 1500° K). Водяной пар позволяет существенно снизить время релаксации уровня *1* углекислого газа, не меняя такового у уровня *3*. Газовая смесь, находящаяся в термодинамическом равновесии, подвергается сверхзвуковому расширению для понижения температуры до примерно 300° K. Во время этого расширения только уровни *1* и *2* успевают перейти в новое состояние термодинамического равновесия, и таким образом достигается инверсия населенности между уровнями *1* и *3*. Эта инверсия не столь существенна, как в случае электрического возбуждения, но может занимать значительно больший объем На деле ничто, кроме потерь оптической системы, не может препятствовать созданию гигантских лазеров.

Обычно исходная смесь CO_2-N_2 получается сжиганием CO в воздухе в специальной камере сгорания. Химический кпд, т. е. отношение между испущенной лазером энергией и энергией, освобожденной при горении, составляет около 0,5%. Полученная мощность — около 5 киловатт на килограмм газа в секунду. Так как такие лазеры применимы в промышленности и особенно в военных целях, информация о дальнейшем увеличении их кпд держится в секрете. Известно, однако, что лазер такого типа, созданный компанией «Авко Эверетт», уже превзошел мощность 135 киловатт в непрерывном режиме. Вполне возможно, что и бо́льшие мощности достигнуты или почти достигнуты.

Второе поколение лазеров ТЕА—новый козырь в получении управляемой термоядерной реакции. Принцип действия лазеров ТЕА аналогичен принципу действия лазеров с электрическим возбуждением, работающих в непрерывном режиме. Но лазер ТЕА работает в импульсном режиме и на смеси, находящейся при атмосферном давлении. Самое трудное — это получить однородное возбуждение и избежать дугового режима. Система Болье использует простой катод с остриями, создающий большое количество микроразрядов (рис. 6). В приборе, созданном в лабораториях Маркуссиса (рис. 7), благодаря интенсивному полю, тяну-

щемуся между катодом и нитями, расположенными в центре стеклянных трубок, создается настоящий ковер из электронов, которые помогают превращению основного разряда в однородный. Играя на времени повышения напряжения разряда, можно предупредить появление дуги и получить энергию больше 30 джоулей на литр на импульс.

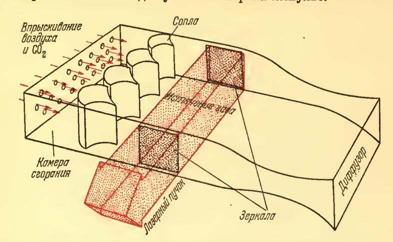


Рис. 6. Лазер с поперечным электрическим возбуждением при атмосферном давлении (лазер TEA), созданный Болье. Газовая смесь, находящаяся при атмосферном давлении, возбуждается множеством маленьких разрядов, происходящих между остриями, расположенными по двум спиральным линиям вокруг трубки. Сопротивления служат для ограничения силы тока. Такая конструкция позволяет получать лазерное излучение высокого оптического качества (монохроматическое излучение), но объем, в котором достигается однородное возбуждение, сравнительно мал.

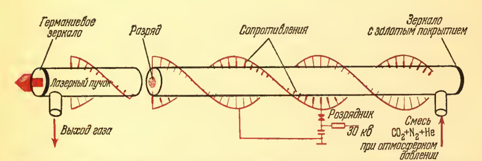


Рис. 7. Мощный тепловой лазер. Этот лазер, созданный фирмой «Авко Эверетт», может развивать мощность порядка 60 киловатт в непрерывном режиме в инфракрасной области спектра (10,6 *мкм*). Смесь N_2, CO_2, H_2O при высоком давлении образуется слева и расширяется, истекая со сверхзвуковой скоростью, образуя инверсию населенности, необходимую для образования лазерного излучения. Это излучение выходит в окно, расположенное с правой стороны канала, по которому течет газовая смесь. Излучение такой мощности может иметь многочисленные военные и индустриальные приложения.

Как и для лазеров непрерывного действия, основная трудность происходит из-за двойной роли, которую играют электроны — с одной стороны, они должны поддерживать разряд, а с другой, должны возбуждать среду. В лазерах типа TEA второго поколения ионизация производится за счет электронной пушки, которая позволяет разделить задачи ионизации и возбуждения — первичные электроны очень высокой энергии (от 100 до 200 килоэлектронвольт) ионизуют среду и образуют большое количество вторичных электронов, которые занимаются только воз-

буждением. Технология более сложная и дорогая, но результаты весьма многообещающи: лазер такого типа, созданный в лабораториях «Авко Эверетт», выделяет энергию в 2 килоджоуля за 10 микросекунд с удельной энергией 50 джоулей на литр и электрическим кпд 20%. Лазеры ТЕА, использующие электронную пушку, изучались во многих лабораториях как в США, так и в СССР (ФИАН). Важные работы в этом направлении сделаны во Франции в лабораториях Маркуссиса. Разумно

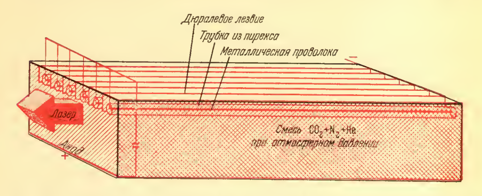


Рис. 8. В этом лазере типа ТЕА, созданном в лаборатории в Маркуссисе, сильное электрическое поле между металлическими проволоками и дюралевыми лезвиями производит толстый «ковер» из электронов, которые затем ускоряются при движении к аноду и возбуждают большой объем газовой смеси. Чтобы избежать несвоевременного пробоя, провода помещены в трубки из пирекса. Электрическое питание (не показанное на схеме) позволяет варьировать время установления различных напряжений так, чтобы оптимизировать отдачу и не допустить перехода к режиму дугового разряда.

предположить, что эти методы позволяют уменьшить длительность импульса до 1 наносекунды, превышая тем самым по качеству лучшие лазеры из стекла и сохраняя кпд на уровне 10%. Такие лазеры безусловно найдут применение в такой области, как управляемая термоядерная реакция.

Чисто химические лазеры. Хотя молекулярные лазеры, которые мы обсуждали, наиболее широко известны, существует и много других, использующих разнообразные газы и методы возбуждения. Так, существуют лазеры на углекислом газе как с термическим, так и с электронным возбуждением. С другой стороны, можно построить чисто химический лазер, не использующий никаких внешних источников энергии — при этом используется свойство некоторых реакций производить молекулы в избранных колебательных состояниях, между которыми может возникнуть инверсия населенности.

В модели, осуществленной Т. А. Кулом в 1969 году в Корнельском университете, дейтерий и фтор реагируют в присутствии NO и образуют по сложной цепочке реакций молекулу DF в возбужденном колебательном состоянии. Эти молекулы передают энергию своего возбуждения молекулам углекислого газа и создают инверсию населенности между уровнями *3* и *1*. Таким образом, молекулы DF играют роль, аналогичную роли молекул азота в уже рассмотренных лазерах. Этот химический лазер является лазером на углекислом газе с химической накачкой за счет реакции дейтерия с фтором. Кпд преобразования химической энергии в электромагнитную порядка 5%, а объявленная мощность лазера 50 киловатт на килограмм реагирующего газа в секунду. Лазер работает за

счет простого продувания, что делает его очень удобным и простым. Экономический эффект использования такого лазера, однако, ограничен стоимостью дейтерия, который трудно восстановить после реакции. Однако «Навал Ризёчь Лаборатори» изучает лазер такого типа для исследований в космосе, где электрическая энергия особенно ценится.

Новый путь — коротковолновые лазеры. Последняя область, где молекулярные лазеры представляют большой интерес,— это область коротких волн. Как уже упоминалось ранее, в этой области в игру вступает движение не ядер, а электронов, энергия которого существенно больше. При получении вынужденного излучения в области коротких длин волн возникают две проблемы, которые трудно разрешить. С одной стороны, время жизни уровней убывает очень быстро (как куб длины волны), что приводит к необходимости производить накачку лазера за все более короткое время — порядка 10^{-9} секунды для длины волны 1200 Å и 10^{-15} секунды для 12 Å. С другой стороны, для создания оптической системы надо найти материалы, обладающие оптическими свойствами, подходящими для таких длин волн. Но эта проблема не фундаментального характера, так как лазерное излучение может лежать в далеком ультрафиолете.

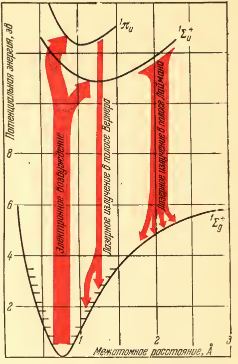


Рис. 9. Уровни энергии молекулы водорода. Возбуждение электронных уровней $^1\pi_u$ и $^1\Sigma_u^+$ может быть произведено с помощью столкновений электронов, начиная с колебательного уровня $v=0$ нижнего уровня $^1\Sigma_g^+$. Таким образом можно получить излучение в полосе Лаймана ($\lambda \approx 1600$ Å) или полосе Вернера, которая держит сейчас рекорд самой короткой длины волны, испущенной лазером ($\lambda \approx 1200$ Å). Колебательные уровни нижнего уровня с $v \neq 0$ очень мало населены при лабораторных температурах, что помогает созданию требуемой инверсии населенности.

Изящное решение проблемы возбуждения дается использованием распространяющейся волны, в которой возбуждение распространяется со скоростью света таким образом, что инверсия населенности создается с той же скоростью, с какой она разрушается за счет вынужденного излучения. Полученное усиление настолько сильно, что не возникает необходимости в резонаторе — лазер действует в ультрафиолетовой области. Молекулярный лазер на азоте, который, видимо, первый заработал на электронных перехода в молекулах, использует теперь этот принцип и дает несколько линий в близком ультрафиолете в окрестности 3371 Å. Другое решение в области коротких волн — использование пучка высокоэнергетических электронов с энергией порядка $1 \div 2$ *Мэв*, которые осуществляют одновременно возбуждение и ионизацию газа (энергии, необходимые для обоих процессов, близки и составляют $10 \div 20$ *эв*). На водороде с использованием обоих этих методов был установлен рекорд наименьшей наблюденной длины волны вынужденного излучения в «полосе излучения Вернера» ($\lambda = 1161$ Å) (рис. 9). Полученная пиковая мощность довольно

мала (5 *квт*). Те же самые американские исследователи получили мощность порядка 1 мегаватта в импульсе 10^{-9} *сек* в полосе Лаймана ($\lambda = 1600$ Å). Кпд этих лазеров, к сожалению, в лучшем случае несколько процентов.

Новым и многообещающим путем является использование квазимолекул инертных газов. Эти газы существуют только в атомарном состоянии, но при высоком давлении и электрическом возбуждении могут образовывать молекулы в состояниях с возбужденными электронами, что позволяет представить себе лазерную систему с двумя уровнями и квантовым кпд, близким к 100%. Сотрудники ФИАН СССР, кажется, получили вынужденное излучение в области 1700 Å с кпд 50%, бомбардируя ксенон, находящийся при давлении от 10 до 30 атмосфер, электронами с энергией 1 *Мэв*. Аналогичный эксперимент успешно осуществлен в Ливерморе в сентябре 1972 года с кпд 1% на 1716 Å. Ясно, что эта область быстро развивается и что такие лазеры должны позволить достигнуть длин волн, меньших 1000 Å, с кпд, который было невозможно даже представить себе еще несколько лет назад. Не представляется невозможным создание в близком будущем лазеров, работающих в рентгеновской области (10 Å), что открыло бы путь для совершенно новых исследований и применений.

Будь то область очень высоких мощностей, или коротких волн, или очень коротких импульсов, молекулярные лазеры обладают весьма многообещающим будущим. Вместе с тем лазеры на стекле не исчерпали еще своих возможностей развития, и не исключено, что именно они позволят осуществить первый эксперимент по управляемой термоядерной реакции. Лет через двадцать молекулярные лазеры, благодаря их высокому кпд, по-видимому, смогут обеспечить индустриальное развитие этой новой области производства энергии.

Как мы уже говорили вначале, развитие лазерной техники примечательно постоянным обменом между научными исследованиями и их применениями. Ясно, что молекулярные лазеры сделают этот диалог еще плодотворнее для большего блага обеих сторон, что особенно живительно в нашу эпоху, когда есть тенденции скорее противопоставлять их, а не объединять.

А. Лемпицкий и Г. Сеймелсон

ЖИДКИЕ ЛАЗЕРЫ

(ИЮНЬ 1967 г.)

Использование жидкости в качестве активной среды лазера дает ряд преимуществ по сравнению с твердым телом или газом. Такие приборы вскоре смогут стать конкурентами обычным лазерам.

Несколько лет назад лазеру подходило название «проблемоискатель». Эта ситуация быстро меняется по мере того, как почти ежедневно сообщается о новых применениях лазеров в различных областях науки, техники и медицины. Вся эта деятельность вызывает растущую потребность в лазерах с большей мощностью, эффективностью и стабильностью. Используемые в настоящее время лазеры имеют в качестве активной среды или газы, или твердые тела, и главная часть усилий по преодолению недостатков существующих лазерных систем посвящалась поискам новых газов и твердых тел для использования в качестве лазерных материалов. Эта статья полностью посвящена другой проблеме: использованию жидкости в качестве активной среды лазера.

Одной из наиболее важных характеристик лазерной среды, которая непосредственно ограничивает ее качества, является степень ее оптического совершенства, или отсутствие локальных неоднородностей. Большинство газовых систем имеет высокую степень оптического совершенства просто потому, что плотность газа постоянна, и при низких давлениях коэффициент преломления (способность отклонять луч света) у газа незначительно изменяется при изменениях температуры. В конденсированных системах — твердых телах и жидкостях — высокую степень оптического совершенства достичь значительно труднее. Кристаллы и стекла обычно образуются при высоких температурах, и требуются значительные усилия и издержки, чтобы избавиться от многих «вмороженных» дефектов, которые могут ухудшать их оптические качества.

Конечно, в жидкостях нет таких дефектов. Но, с другой стороны, жидкости особенно склонны к большим изменениям коэффициента преломления, связанным с изменением температуры. Однако, обеспечив перемешивание жидкости, можно эффективно ограничить такие температурные градиенты и, следовательно, связанные с ними изменения в коэффициенте преломления. Перемешивание не вызывает ухудшения оптических свойств из-за изменения плотности, так как жидкости несжимаемы. Далее, в очень мощных лазерах твердые тела трескаются или разрушаются, чего не бывает с жидкостями. И, наконец, стоимость твердотельных лазеров быстро повышается с их размером, который в свою

очередь ограничен по технологическим причинам. Ни одной из этих проблем для жидких лазеров нет.

Всем этим преимуществам жидкой среды отчасти противостоит тот факт, что жидкости обычно имеют значительно больший коэффициент расширения, чем твердые тела. Хотя это свойство может создать затруднения, они не являются непреодолимыми. Благодаря уже этим предварительным замечаниям жидкие лазеры достойны серьезного внимания. Недавние открытия, расширившие перспективы для жидких лазеров, могут сделать их конкурентами твердотельным во многих областях.

Теоретическая база для создания лазера была заложена Альбертом Эйнштейном, который в 1917 году понял, что возбужденный атом или молекула может испустить фотон, или квант света, с помощью любого из двух механизмов. В первом процессе фотоны испускаются без какого-либо внешнего возмущения. Этот процесс, называемый спонтанным излучением, обладает вероятностью, которая характеризуется определенным временем жизни. Во втором процессе фотон, спонтанно испущенный из атома или молекулы, может «запустить» излучение другого возбужденного атома или молекулы раньше времени. Этот процесс, называемый вынужденным излучением, имеет вероятность, зависящую от плотности фотонов. Если плотность возбужденных атомов и фотонов достаточно велика, будет преобладать процесс вынужденного излучения, и в результате возникает лазерный эффект.

Слово «лазер» («laser») составлено из первых букв слов «light amplification by stimulated emission of radiation», что в переводе на русский звучит как «усиление света при помощи вынужденного излучения».

Для того чтобы получить лазерный эффект, необходимо сначала достигнуть «инверсной населенности», т. е. высшие, или возбужденные состояния атомов или молекул должны быть населены электронами более плотно, чем низшие, или конечные, состояния; иначе поглощение фотонов невозбужденными атомами будет препятствовать преобладанию процесса вынужденного излучения. Вдобавок всегда полезно и обычно необходимо заключать лазерную среду в конструкцию, которая не дает фотонам слишком быстро покидать «сцену действия». Этого можно достичь с помощью пары зеркал, одно из которых слегка прозрачно и позволяет пропускать вынужденное излучение во внешний мир, где оно может изучаться или использоваться.

Лазерное излучение характеризуется тремя главными свойствами: его волны когерентны (все — в фазе), высоко монохроматичны (все — с одной и той же длиной волны) и способны распространяться на большие расстояния в виде хорошо коллимированных лучей. Так как лазерный эффект запускается спонтанным процессом, время жизни этого спонтанного процесса не должно быть слишком большим, чтобы реакция «размножения» не протекала слишком медленно. Далее, превращение поглощенной энергии возбуждения в энергию излученного света должно быть достаточно полным. Из-за того, что «лавина» электронов из возбужденных состояний в конечные сорвется только при наличии достаточного числа фотонов, важно, чтобы фотоны не поглощались примесями и не рассеивались на оптических неоднородностях среды. Другими словами, оптические потери в материале должны быть малы.

Общее требование для начала лазерного эффекта первыми сформулировали в компактных математических уравнениях в 1958 году Артур Л. Шавлов и Чарльз Х. Таунс, работавшие в то время в Лабораториях компании «Белл Телефон» и Колумбийском университете соответствен-

но (см. статью 1 этого сборника). Для заданных характеристик лазерной системы (ширина ее полосы частот, время жизни спонтанного излучения и величины оптических потерь) уравнения Шавлова — Таунса предсказывают минимальную инверсную населенность, необходимую для начала эффекта. Сведения об этом минимальном пороге чрезвычайно важны, так как именно этот фактор определяет минимальное число активных атомов или молекул в единице объема, необходимых для лазерного эффекта. Если концентрация активных частиц меньше, чем пороговая инверсная населенность, ничего не случится, каковы бы ни

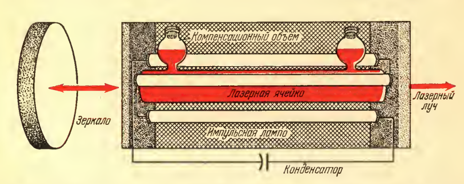


Рис. 1. Для «накачки» электронов в активной жидкости (цветное) из низших в высшие энергетические состояния используются импульсные ксеноновые лампы (белые). Когда электрон спонтанно возвращается в низшее состояние, испущенный им фотон может заставить другой электрон испустить свой фотон преждевременно, начав «лавинный» процесс, характерный для лазерного эффекта. Компенсационные объемы предохраняют лазер от повреждений, вызываемых тепловой ударной волной, образующейся в жидкости при вспышке. Импульсные лампы последовательно соединены с конденсатором (внизу).

были другие факторы. Этот пороговый фактор используется также для определения, насколько необходимо возбудить лазерную среду, чтобы лавина электронов могла питать сама себя. За этим порогом вынужденное излучение преобладает, и все излучающие атомы дружно реагируют на электромагнитное поле, бегающее между зеркалами.

Таким образом, Шавлов и Таунс установили критерии, которым должна удовлетворять люминесцентная система, для того чтобы она могла служить в качестве лазерного материала. Во-первых, испущенный свет должен ограничиваться несколькими полосами спектра; идеальный случай — одиночная узкая полоса, или линия, высокой интенсивности. Если полоса слишком широка, фотоны в лазерной полости будут размазываться по широкому интервалу энергий и поэтому будут менее эффективны для вынужденного излучения. Во-вторых, эффективность превращения энергии должна быть высокой. Например, если возбужденные атомы не генерируют достаточно фотонов, а вместо этого тратят энергию в виде тепла, лавинный процесс никогда не начнется. Наконец, необходимость свести потерю фотонов к минимуму требует и высоких оптических качеств материала лазера, и хорошей центровки отражающих зеркал.

Как возбуждается среда лазера? Существует несколько возможных способов, зависящих от устройства лазера и свойств активной среды. Газовый или твердотельный лазер могут возбуждаться при прохождении через них тока, при бомбардировке их электронами или при их освещении. Хотя не существует никакой фундаментальной причины для предпочтения одного из этих методов, до сих пор в жидких лазерах используется лишь последний метод, называемый оптической накачкой (рис.1)

В этом методе активные частицы накачиваются из своего «основного» состояния в возбужденное при поглощении света. Наиболее подходящий накачивающий свет может меняться от материала к материалу, но импульсная ксеноновая лампа, испускающая белый свет, широко используется для оптической накачки импульсных лазеров. С другой стороны, в лазерах непрерывного действия применялись многочисленные накачивающие источники, такие как лампы накаливания с вольфрамовой нитью, ксеноновые или ртутные дуговые лампы. Все жидкости, изучавшиеся нашей группой в Лабораториях компании «Дженерал Телефон энд Электроникс», накачивались оптически обычным импульсным ксеноновым источником.

Для выбора жидкой лазерной среды сначала необходимо перебрать жидкие материалы, обладающие люминесценцией. Сначала предпочтение было отдано органическим веществам, в основном из-за того, что люминисценция — довольно общее явление в органике. Некоторые ранние сообщения об успехе, как было показано позднее, оказались преждевременными, и получение предсказанного вынужденного излучения из органических систем оказалось более сложным, чем считалось. Действительно, о работе чистого органического лазера было впервые сообщено только в прошлом году Питером Сорокиным и Джоном Ланкардом из корпорации «Интернейшнл Бизнес Мэшинз». Их лазер имеет ряд новых свойств и будет предметом дальнейшего изучения. На настоящем этапе он требует использования чрезвычайно мощных коротких импульсов возбуждающего излучения, которое можно получить только от «гигантского импульса» рубинового лазера или от импульсных ламп в сочетании со специальными электрическими схемами. Такие органические лазеры работают в импульсном режиме и способны давать высокую частоту импульсов. Выход состоит из коротких импульсов излучения с высокой пиковой мощностью. Хотя этот класс жидких лазеров и очень интересен, существуют специфические проблемы и свойства, которые ставят их в стороне от других видов лазеров. В этой статье мы имеем дело в основном с жидкими лазерами, чьи характеристики более напоминают характеристики твердотельных установок.

Вне области органических веществ люминесценция жидкости не слишком часто встречается. Поэтому в поисках жидких лазеров естественно отталкиваться от материалов, используемых в твердотельных лазерах. В большинстве твердотельных лазеров активные атомы (атомы, участвующие в процессе излучения) разбросаны в толще вещества-наполнителя, которым может быть или кристаллическая решетка, или аморфная среда. Жидкими аналогами этого могут быть активные растворы и нейтральные растворители. В твердых системах активными компонентами наиболее часто являются ионы лантанидов, или редких земель, и некоторые ионы металлов. Электроны, ответственные за оптические свойства редкоземельных ионов, расположены глубоко внутри электронного облака иона, и обычно хорошо защищены от влияния внешнего возмущающего воздействия.

Именно этим свойством объясняется узость характеристической линии испускания таких ионов, что определяет их успех в лазерных приложениях. Поэтому совершенно естественно попытаться использовать это свойство в жидкостях. Однако когда такие ионы вводятся в раствор как «свободные» (скажем, в виде галоидного соединения редкоземельного элемента, растворимого в воде), эффективность их флюоресценции очень мала. Подвижность молекул растворителя слишком велика даже

для защищенных электронов, и поглощенная энергия рассеивается в виде тепла прежде, чем будет испущена в виде фотонов. Чтобы использовать эти материалы, необходимо как-то подавить тепловое рассеяние энергии по сравнению с радиационным каналом. Для редкоземельных ионов этого можно добиться, или заключив его в молекулу-ящик, которая создаст дополнительную защиту, или придав растворителю особую структуру. Эти два подхода к решению проблемы рассеяния энергии привели к созданию двух различных классов жидких лазеров.

Химикам известен ряд молекулярных структур со свойством ящика. В одном типе структур, называемых хелатами, редкоземельный ион обладает интенсивной флюоресценцией в сравнительно узкой полосе спектра. В молекуле хелата (название возникло от греческого слова «клешня»)

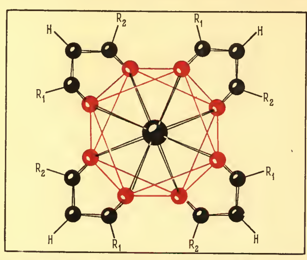


Рис. 2. В одном классе жидких лазерных материалов хелатный ящик, состоящий из восьми атомов кислорода (цветные шары), аащищает активный ион редкоаемельного алемента (черный шар в центре) от воадействия молекул растворителя (не показаны). В этой конкретной органической молекуле атомы кислорода расположены в виде антиприамы (цветные линии). Каждая иа органических групп, нааываемых лигандами, свяаана с центральным ионом редкоаемельного алемента двумя атомами кислорода, которые вместе с тремя атомами углерода (серые шары) составляют основную цепь лиганда. Группы, обозначенные R_1 и R_2, — следующие органические компоненты лигандов: в молекуле бензоилацетоната R_1 — бенаольное кольцо (C_6H_5), а R_2 — метиловая группа (CH_3) в то время как в молекуле бензоилтрифлюороацетоната R_1 — бенаольное кольцо, а R_2 — трифлюорметильная группа (CF_3).

редкоземельный ион связан с рядом органических групп, называемых лигандами. Отдельные лиганды, взаимодействующие с редкоземельными ионами, имеют две точки связи и называются бидентатами. Типичными представителями лигандов являются бензоилацетонатная группа $(CH_3{-}CO{-}CH{-}CO{-}C_6H_5)^-$ и бензоилтрифлюороацетонатная группа $(CF_3{-}CO{-}CH{-}CO{-}C_6H_5)^-$. Каждый из этих лигандов связан с редкоземельным ионом двумя карбонильными группами (CO). В заполненной структуре ион окружен атомами кислорода лиганда, остальная органическая структура обеспечивает дальнейшую изоляцию от растворителя.

Наиболее эффективная из этих смесей содержит четыре бидентатных лиганда, образуя ящик из восьми атомов кислорода в непосредственной близости от редкоземельного иона. Полное число атомов в таком комплексе часто может превышать 100. Важной чертой структуры является то, что атомы кислорода фиксированы в определенных положениях, образуя многогранник вокруг центрального иона. Несколько таких струк-

тур были расшифрованы. Типичная структура показана на рис. 2. Здесь важной чертой является сходство между непосредственным окружением редкоземельного иона в молекуле хелата и строением некоторых кристаллических решеток. Хотя громоздкая молекула и взаимодействует с растворителем, центральный ион «заперт» в ящике из атомов кислорода и ведет себя подобно атому примеси в кристаллической решетке.

Однако было бы ошибкой пренебрегать органической структурой кислородных стенок. В действительности они могут и часто играют большую роль в содействии лазерному эффекту. Каждый лиганд может

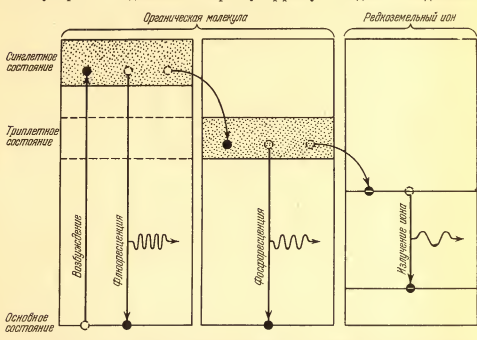


Рис. 3. Энергетические уровни электронов в молекуле редкоземельного хелата расположены таким образом, что благоприятствуют внутренним переходам электронов из первого возбужденного «синглетного» состояния лигандов (слева) в долгоживущее метастабильное «триплетное» состояние (в центре). Из него они могут переходить в соответствующее близко расположенное возбужденное состояние редкоземельного иона (справа). Органическая флюоресценция обусловлена электронами, возвращающимися в «основное» состояние органической молекулы прямо из синглетного состояния. Электроны, возвращающиеся в основное состояние прямо из триплетного состояния, дают характерное излучение, называемое фосфоресценцией. Передача энергии от органической молекулы к активному редкоземельному иону в значительной мере содействует достижению «инверсии населенности», необходимой для начала лазерного эффекта.

рассматриваться как органическая молекула с собственными энергетическими уровнями и электронной структурой. Хотя органические молекулы имеют совершенно различные геометрии, размеры и структуру, но схемы их энергетических уровней обычно похожи. Общим свойством этих молекул является то, что они легко поглощают излучение, обычно в голубой и ультрафиолетовой областях спектра. Благодаря такому поглощению электроны, переведенные в возбужденное «синглетное» состояние, могут возвратиться прямо в основное состояние. Это вызывает короткоживущую флюоресценцию (см. рис. 3). С другой стороны, электрон может совершить внутренний переход в долгоживущее метастабильное, так называемое «триплетное» состояние и потом возвратиться в основное состояние. Соответствующее излучение называется фосфоресценцией.

Какой путь в конечном счете преобладает,— зависит от структуры молекулы, ее окружения и температуры.

В частности, когда молекула образует лиганд с редкоземельным ионом, путь, использующий метастабильный триплет, значительно вероятнее. Более того, в такой хелатной структуре электрон в триплетном состоянии вместо радиационного возвращения в основное состояние может передать свою энергию редкоземельному иону. Чтобы это имело место, необходимо близкое соответствие энергии триплетного состояния лиганда и энергии возбужденного состояния иона, причем первая из них должна быть несколько больше. Такой способ передачи энергии может быть очень эффективным и приводить к значительному увеличению вероятности возбуждения редкоземельного иона. Фотоны накачивающего источника, которые не поглотятся самим редкоземельным ионом, теперь можно будет использовать. Накачиваемые линии хелатного комплекса значительно шире линий свободного редкоземельного иона. Поэтому уменьшение нерадиационных потерь, полученное с помощью экранирующего эффекта лиганда, и улучшение накачки, обусловленное передачей энергии от лиганда, значительно облегчают достижение инверсной населенности.

Первый жидкий лазер, основанный на хелатной структуре, был успешно запущен нашей группой в январе 1963 года в Лабораториях компании «Дженерал Телефон энд Электроникс». Активным компонентом был ион европия в центре ящика, образованного четырьмя бензоилацетонатными лигандами. Растворителем была смесь этилового и метилового спиртов. Эти растворы становятся более вязкими при понижении температуры. При −160 градусах Цельсия, температуре, удобной для работы лазера, раствор весьма вязок, подобен густому меду. Его оптические свойства превосходны. Хотя для этого конкретного хелата лазерный эффект может быть достигнут только при низких температурах, результат показывает, что лазерный эффект может иметь место в жидкости и что предположения о достоинствах хелатов правильны. При достаточно интенсивном возбуждающем импульсе от импульсной лампы, испускался луч красного света с длиной волны 6,131 ангстрема, и он действительно обладал всеми достоинствами твердотельных лазеров. К ним принадлежит высокая спектральная чистота, узость луча и характерная «гребенчатая» временная развертка, или пульсация, выходного сигнала (см. рис. 4).

Существует много возможностей для создания таких хелатных комплексов и много различных комбинаций растворителей. Действительно, после первой успешной демонстрации хелатного лазера был запущен ряд других систем. Главная проблема заключалась в том, чтобы найти хелат, сохраняющий интенсивность флюоресценции и свою структурную целостность при более высоких температурах, в идеале — при комнатных. Было обнаружено, что такие хелаты образуются лигандом бензоилтрифлюороацетоната в растворе ацетонитрила, и раствор трехвалентного (трижды ионизированного) европия в комплексе с этим лигандом образует хелатный лазер, который может работать при комнатной температуре.

Все хелатные лазеры, обсуждавшиеся до сих пор, используют лиганды из общего класса под названием бета-дикетоны. Интересные спектроскопические и энергетические свойства обусловлены в них карбонильной группой. Однако синглетное поглощение этой группы настолько интенсивно, что возбуждающее излучение поглощается несколькими десятыми

долями миллиметра раствора. Это предъявляет серьезные требования к свойствам хелатного лазера. Так как лишь небольшой объем материала участвует в лазерном эффекте, то энергия и выходная мощность значительно меньше, чем у обычных твердотельных лазеров. Таким образом, хотя использование бета-дикетонного хелатного ящика оказалось эффективным при создании первого жидкого лазера, его практические перспективы чрезвычайно ограничены.

Чтобы найти выход из положения, нам необходимо вернуться назад и отыскать другой способ изоляции иона и подавления нерадиационных

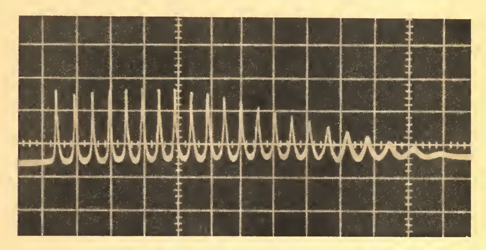


Рис. 4. На этой осциллограмме, полученной от хелатного жидкого лазера, хорошо видны (как функция времени) пики, или пульсация, возникающие на выходе импульсного лазера. Активной средой был европио-бензоилацетонатный хелат в спиртовом растворе.

потерь. Приходится отказаться от свойств бета-дикетонных лигандов как передатчиков энергии. Эта жертва фатальна для редкоземельных ионов с узкой собственной полосой накачки, таких как европий; для других же редкоземельных ионов, таких как неодим, она несущественна. Как известно, во многих твердых материалах неодим способен к лазерному эффекту без всяких «помощников».

Рассуждая таким образом, Адам Хеллер, сотрудник нашей группы, преуспел в создании неодимовых хелатных комплексов, свободных от недостатков в поглощении и дающих лазерный эффект. Однако в этих хелатах нерадиационные потери еще слишком велики, чтобы качество получившегося лазера было удовлетворительным. Поэтому главная проблема здесь состоит в дальнейшем уменьшении потерь. Чтобы показать, как она была решена, мы обратимся к более общей проблеме люминесценции «свободного» иона в растворе.

Мы уже коротко упоминали, что люминесценция «свободных» ионов очень слаба, если вообще ее удается заметить. В этой фразе главное слово — «свободные», и необходимо уточнить смысл, в котором мы его употребляем. В хелатах ионы определенным образом связаны с лигандами. В таких растворителях, как вода, «свободный» ион окружен молекулами растворителя, которые образуют «оболочку растворителя» (см. рис. 5). Получившийся комплекс незначительно отличается от хелата, так как он может иметь значительную стабильность и постоянную гео-

метрию. Поэтому низкая эффективность люминесценции в таких системах (например, ионы неодима, растворенные в воде) должна объясняться дезактивацией иона «оболочкой». Вместо излучения в виде фотона энергия возбуждения иона рассеивается в тепло, или — что является синонимом — в колебательные движения «оболочки» и лежащих за ней молекул растворителя.

Детальное изучение этого процесса привело Хеллера к пониманию того, каким образом можно управлять нерадиационными потерями и свести их к минимуму. Обмен энергией между ионом и растворителем можно описать как исчезновение одного большого кванта «электронной энергии», локализованной в ионе, и одновременное появление ряда меньших колебательных квантов энергии, локализованных где-то в оболочке растворителя или за ней. Вероятность таких нерадиационных потерь зависит от числа колебательных квантов, которые должны создаваться, и быстро уменьшается с увеличением их числа. Этот эффект можно продемонстрировать при замене обычной воды тяжелой водой (двуокисью дейтерия). Из-за увеличения массы квант колебательной энергии, соответствующей кислород-дейтериевой связи, уменьшается, и для дезактивации иона необходимо больше квантов. Результатом является увеличение выхода люминесценции.

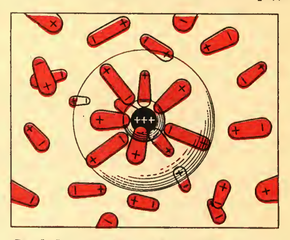


Рис. 5. Состоящая из массива неорганических молекул растворителя (цветные), «оболочка» образуется в растворе вокруг «свободного» редкоземельного иона (черное), эффективно изолируя его от взаимодействия с растворителем. Молекулы растворителя в данном случае схематически представляются в виде удлиненных электрических диполей. Лучший из лазерных материалов этого общего типа, открытый до настоящего времени, — раствор трехвалентных ионов неодима (Nd^{+3}) в оксихлориде селена ($SeOCl_2$).

Энергия колебаний определяется в основном легчайшим атомом в связанной группе. Хеллер высказал мысль, что нерадиационные потери можно подавить, используя растворители, вообще не содержащие водорода и дейтерия. Само по себе это требование серьезно ограничивает возможности выбора — оно фактически отвергает все органические растворители. Следующее требование еще более жестко: растворитель должен быть прозрачен к испускаемым длинам волн и к большей части накачивающего излучения. Вдобавок растворитель должен иметь высокую диэлектрическую постоянную, чтобы растворить достаточное количество активных ионных соединений.

Жидкий оксихлорид селена ($SeOCl_2$) отвечает всем этим требованиям. В чистом виде это почти бесцветная, очень ядовитая жидкость с плотностью, сравнимой с плотностью стекла, низким коэффициентом преломления и высокой диэлектрической постоянной. Сам он может растворить только ограниченные количества таких веществ, как окись неодима или хлорид неодима. Однако, растворимость этих соединений может быть сильно увеличена при добавлении таких соединений, как тетрахлорид олова ($SnCl_4$) или пентахлорид сурьмы ($SbCl_5$). Смеси этих

соединений с оксихлоридом селена образуют очень сильные безводородные кислоты (кислоты, которые не содержат протонов, или ионов водорода). Эти кислоты могут химически реагировать с соединениями неодима. При растворении окиси неодима сильно поляризованные молекулы

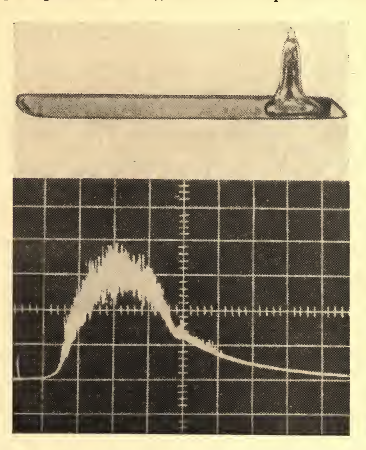
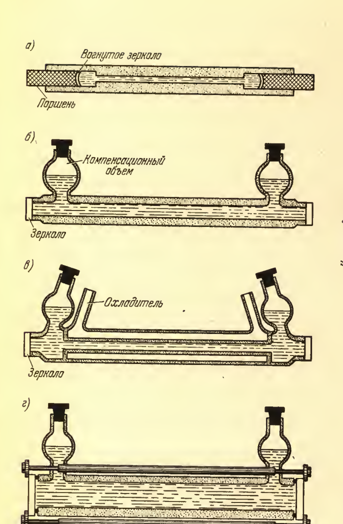


Рис. 6. Простейший тип ячейки жидкого лазера состоит из запаянной (для уменьшения отражения) с торцов трубки из пирекса (вверху). Лазерный эффект имеет место в отсутствие обычных торцевых зеркал. Он различим по характерным гребням на осциллограмме лазерного излучения (внизу). Лазерная ячейка наполнена раствором ионов неодима в оксихлориде селена.

оксихлорида селена, как правило, образуют «оболочку» вокруг трехвалентного иона неодима. Так как энергия колебаний обратно пропорциональна квадратному корню из массы и так как легчайший атом в системе — кислород (в 16 раз тяжелее водорода), энергия колебаний должна быть в четыре раза меньше, чем в водородосодержащих растворителях.

В этой системе ион эффективно изолируется от взаимодействия с растворителем, и сильно уменьшается нерадиационное рассеяние энергии возбужденных электронов. В самом деле, ранние наблюдения показали, что трехвалентный ион неодима в оксихлориде селена флюоресцирует необычайно интенсивно. Было показано, что основная линия излучения этого иона, которая находится в инфракрасной области спектра и имеет длину волны 10 550 ангстрем, при комнатной температуре даже превосходит по интенсивности линии излучения высококачественных



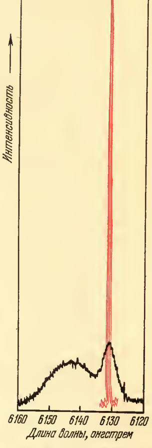


Рис. 7. Типичные ячейки жидкого лазера в процессе разработки претерпели ряд изменений. Ячейка (а) использовалась в ранних хелатных лазерах, работавших только при очень низких температурах. Так как хелатная жидкость при охлаждении сильно сжимается, необходимы устройства, центрирующие зеркала во время сжатия. Это обеспечивали два хорошо подогнанных кварцевых поршня, внутренние поверхности которых были оптически-выточенными и зеркально-отполированными. Вдвигаясь внутрь благодаря поверхностному натяжению, поршни следовали за сжимающейся жидкостью, сохраняя свою центровку. Ячейка (б) похожа на ячейку неорганического жидкого лазера рис. 2 и 3. Сосуды грушевидной формы служат в качестве компенсационных объемов, а также используются для заполнения ячейки. Ячейка (в) окружена стеклянным кожухом, по которому циркулирует охлаждающая жидкость. Ячейка (г) — недавно переделанная версия ячейки (б). В ячейках (б), (в), и (г) зеркала могут либо напыляться на торцевые окна, либо помещаться вне их.

Рис. 8. Выходная спектральная характеристика лазерного эффекта графически иллюстрируется этими двумя кривыми. Одна из них показывает флюоресцентный спектр хелатного лазера ниже порога лазерного эффекта (черная), в то время как другая — спектр выше порога (цветная). Спектральный выход лазера внезапно сжимается в узкую, интенсивную линию с длиной волны в 6131 ангстрема.

лазерных кристаллов и стекол. Для этого вида флюоресценции ширина спектральной линии заметно шире, чем у линий, наблюдаемых у кристаллов, но у́же, чем у стекол. И, что может быть даже более важно, полосы поглощения, используемые для оптической накачки, шире, чем

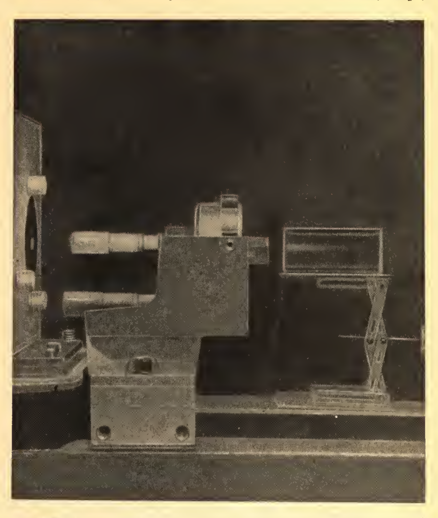


Рис. 9. Невидимый луч инфракрасного излучения от импульсного жидкого лазера (внутри кожуха слева) делается видимым при пропускании его сначала через кристалл калий-дигидрат-фосфата (внутри установки в центре), который уменьшает его длину волны в 2 раза с 10 550 ангстрем (инфракрасный) до 5275 ангстрем (зеленый свет). Так как зеленый луч еще слишком коллимирован и направлен только вправо, его нельзя сфотографировать непосредственно. Поэтому на пути луча помещена неглубокая кювета с водой, содержащей несколько капель молока. Свет, рассеянный на суспензии из частиц молока, становится видимым. Зеленый цвет в кювете представляет собой суммарный эффект съемки 15 отдельных вспышек света, следующих примерно через две минуты друг после друга. Вспышки состоят из нескольких импульсов, каждый длительностью от 20 до 50 наносекунд (миллиардных секунды). Фотография сделана в Лабораториях компании «Дженерал Телефон энд Электроникс».

полосы поглощения в кристаллах, и сравнимы с полосами поглощения стекол.

Замечательные спектроскопические свойства описываемого материала указывают на то, что он может служить в качестве сравнительно простой

лазерной ячейки. Так оно и есть: раствор, содержащийся в простой трубке из пирекса (тугоплавкое борное стекло), грубо запаянной с двух концов, давал характерные лазерные пики (см. рис. 6). Для достижения лазерного эффекта требовался подвод к импульсной лампе только 30 джоулей энергии. Благодаря полному внутреннему отражению (так как раствор имеет больший коэффициент преломления, чем стекло) безо всяких зеркал «улавливалось» достаточно излучения, чтобы обеспечить лазерный эффект.

Лазерная ячейка без зеркал находит ограниченное применение, так как вынужденное излучение утекает из ячейки во всех направлениях и не образует достаточно узкого луча. Для получения такого луча необходимо использовать прецизионно изготовленные ячейки с расположенными определенным образом зеркалами (рис. 7). Были созданы лазерные ячейки длиной 15 сантиметров и внутренним диаметром около 6 миллиметров. По качествам они вполне сравнимы с лазерами, изготовленными из стеклянных стержней примерно таких же размеров. В импульсе уже легко получается выход энергии в несколько джоулей. Пиковая мощность отдельных импульсов достигает 10—20 мегаватт. Более того, спектр испускаемого излучения значительно чище, чем у лазеров на стекле. Эти характеристики особенно впечатляют при сравнении с характеристиками хелатного лазера, эффективность и выход которого меньше по крайней мере в 10 000 и 1000 раз соответственно (рис. 8).

По-видимому, наконец найдена жидкая среда с почти идеальными флюоресцентными свойствами. Однако это решает только первую часть задачи. Среди многих оставшихся проблем главной остается проблема коэффициента теплового расширения жидкости, который примерно в 1000 раз больше, чем в твердых телах. Ударная тепловая волна, возникающая в среде при вспышке, может привести к бедственным для ячейки последствиям. Эффективны простые компенсационные объемы на обоих торцах трубки, но разрабатываются и лучшие конструкции. Нагревание жидкости, вызванное возбуждающей лампой, сопровождается также изменением коэффициента преломления, который возмущает путь лучей и тем самым приводит к потерям в полости. В данном случае большое значение приобретает перемешивание жидкости, в особенности для лазеров, работающих в непрерывном режиме и при больших частотах импульсов.

Наиболее вероятно, что именно в классе лазеров на жидкостях со «свободными» ионами получат критическую оценку преимущества и недостатки использования жидкого состояния в лазерной технологии. Повидимому, достижение непрерывного режима работы, высокой энергии выхода и высоких мощностей импульсов является делом времени. Поэтому жидкие лазеры достигли той стадии развития, на которой они, по-видимому, смогут конкурировать с обычными лазерами. Короче — найден новый путь, и теперь необходимо развивать технологию использования жидкой среды и научиться извлекать пользу из ее преимуществ.

С. К. Н. Пейтел

МОЩНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА УГЛЕКИСЛОМ ГАЗЕ

(АВГУСТ 1968 г.)

Для получения наиболее мощных лазерных лучей, созданных к настоящему времени, применяются лазеры, использующие в качестве активной среды углекислый газ под низким давлением.

До последнего времени обычно предполагали, что наиболее мощные лазеры, которые когда-либо будут созданы, будут твердотельными, и это по той простой причине, что в твердом теле «излучающие» частицы значительно более концентрированы, чем в газе. Тем не менее, почти с самого начала стало ясно, что твердотельные лазеры имеют свои недостатки. Прежде всего, твердотельные лазеры оставляют желать лучшего в отношении двух важных критериев качества — спектральной чистоты и пространственной когерентности выходящего светового луча. Кроме того большинство мощных твердотельных лазеров работает только в импульсном режиме. Другими словами, их световой выход представляет собой короткие, интенсивные вспышки света, а не непрерывный луч. Наоборот, уже первые лазеры на одноатомных газах давали непрерывные лучи с прекрасной спектральной чистотой и пространственной когерентностью, но их выходная мощность была много меньше, чем у твердотельных.

Положение полностью изменилось с появлением лазеров на многоатомных газах. Замечательным примером являются лазеры на углекислом газе. Они могут создавать непрерывный лазерный луч с выходной мощностью в несколько киловатт, в то же время сохраняя в значительной степени спектральную чистоту и пространственную когерентность, присущие маломощным лазерам на одноатомных газах. Лазер на углекислом газе недавно был использован для получения инфракрасного луча с выходной мощностью 8,8 киловатт — наиболее мощного непрерывного луча, полученного до сих пор. Значение такой выходной мощности ярко демонстрируется тем фактом, что сфокусированный инфракрасный луч мощностью в несколько киловатт способен в течение нескольких секунд разрезать стальную пластинку толщиной около 6 миллиметров.

Из-за их большой выходной мощности в инфракрасной области электромагнитного спектра лазеры на углекислом газе открывают большой новый диапазон частот для изучения неразрушающих оптических взаимодействий с газами, жидкостями и твердыми телами. Такие оптические взаимодействия включают в себя нелинейные процессы, с помощью которых можно создавать когерентные источники инфракрасного излучения, с непрерывной подстройкой в широком диапазоне частот. Вдобавок существует множество других применений, для которых мощные лазеры на углекислом газе обещают быть полезными. Может быть,

наиболее важным возможным применением является область оптической связи и оптических локаторов. Лазер на углекислом газе особенно удобен для использования и в наземных, и во внеземных системах связи из-за слабого поглощения атмосферой создаваемого им инфракрасного луча. В этой статье я попытаюсь объяснить физические процессы, лежащие в основе действия этого нового типа мощных газовых лазеров.

Обычно газовый лазер состоит из сосуда (называемого лазерной трубкой), наполненного газом при низком давлении помещенного между двумя зеркалами, образующими «оптическую полость». Газ в трубке (называемый лазерной средой) может состоять из атомов, паров металла или молекул. Лазерный эффект обычно получается при воздействии на газ электрическим разрядом. При этом созданные при разряде энергичные электроны сталкиваются с активными частицами газа, переводят их на высшие энергетические уровни, с которых они спонтанно спускаются на низшие, излучая избыток энергии в виде фотонов, или световых квантов. Чтобы достигнуть оптического «избытка», характерного для лазерного эффекта, необходимо, чтобы «плотность населенности» частиц на высшем энергетическом уровне превосходила ее на нижнем. Такая ситуация называется инверсной населенностью, так как она обратна нормальному, или «невозбужденному», положению. Чтобы достичь высокой выходной мощности для данного перехода между парой энергетических уровней, необходимо, чтобы абсолютное число атомов, возбужденных на высший лазерный уровень, было достаточно большим и чтобы частицы газа освобождали низший энергетический уровень с такой же скоростью, с какой они переходят с высшего уровня. Другими словами, «выселение», или высвечивание, частиц с низшего лазерного уровня так же важно как и возбуждение их из основного состояния на высший лазерный уровень. Это объясняется тем, что частица, которая уже внесла свой вклад в излучение лазера, должна возвратиться в основное состояние, прежде чем она станет снова пригодна для повторения цикла и даст новый вклад.

Энергия, выделяемая частицами при падении с низшего лазерного уровня в основное состояние, не вносит никакого вклада в выходную мощность лазера. Следовательно, определенное количество энергии бесполезно расходуется каждой частицей, совершающей лазерный переход. Этот факт дает нам в руки простой способ оценки эффективности данной лазерной системы. Количество энергии, бесполезно потраченной частицей при возвращении с низшего лазерного уровня в основное состояние, равно разности двух энергий: энергии, необходимой для возбуждения частицы на высший лазерный уровень, и энергии фотона, испускаемого при переходе частицы с верхнего лазерного уровня на нижний. Следовательно, отношение этих двух величин — излученной энергии и энергии возбуждения — является мерой эффективности, которую может давать данная лазерная система. Положение, при котором каждая возбуждаемая на высший лазерный уровень частица вносит один фотон в лазерное излучение, является, конечно, идеальным. Оно предполагает, что другие механизмы, такие как переходы на другие низшие энергетические уровни, пренебрежимо малы по сравнению с высвечиванием частицы на верхний лазерный уровень. Поэтому отношение энергии испущенного фотона к энергии возбуждения есть в действительности абсолютный максимум эффективности (или, как иногда называют, квантовая эффективность) лазерной системы.

Практически эффективность действующего газового лазера значительно ниже, чем его квантовая эффективность, так как не существует

совершенных способов селективного возбуждения частиц газа из основного состояния на высший лазерный уровень. Рассмотрим случай возбуждения с помощью столкновения между атомом и энергичным электроном в газовом разряде. Электрон должен иметь определенную энергию для возбуждения атома на верхний лазерный уровень. К сожалению, в газовом разряде не все электроны имеют одну и ту же кинетическую энергию. Вместо этого их кинетические энергии распределены в широком интервале. Следовательно, ничего не остается, кроме как возбуждать атомы не только на верхний лазерный уровень, но также и на другие лазерные уровни (или выше, или ниже его), переходы из которых не вносят вклада в выход лазера. В результате оказывается, что только часть вводимой электрической мощности, необходимой для создания разряда, идет на возбуждение атомов на высший лазерный уровень. Если мы определим рабочую эффективность лазера как отношение выходной мощности лазерного луча к приложенной (входной) мощности электрического разряда, то «рабочая» эффективность будет всегда значительно меньше, чем квантовая. Чем ближе лазер приближается к идеальной системе в смысле селективного механизма возбуждения, тем ближе рабочая эффективность к квантовой. Другими словами, сочетание высокой квантовой эффективности с механизмом высокоселективного возбуждения является необходимым условием получения высокой рабочей эффективности действующего лазера.

Первый газовый лазер был запущен в Лабораториях компании «Белл Телефон» в 1961 году. Он работал на основе перехода между двумя возбужденными состояниями атомарного неона и создавал сильные лазерные колебания с длиной волны 1,15 микрона. С тех пор лазерный эффект был получен при использовании почти всех элементов, и он перекрывает интервал длин волн от 2000 ангстрем (0,2 микрона) в ультрафиолетовой области спектра до 133 микрон в инфракрасной.

Спектр энергетических уровней молекулярных газов значительно более сложен, чем одноатомных. В дополнение к обычным электронным уровням энергии молекула может также иметь энергетические уровни, возникающие из-за колебательного движения и из-за вращательного движения (см. рис. 1). Поэтому для данной электронной конфигурации, скажем, двухатомной молекулы существует несколько почти равномерно расположенных колебательных энергетических уровней, и каждому из них соответствует ряд вращательных подуровней. Расположение электронных энергетических уровней в молекулах похоже на их расположение в атомах, но расстояния между колебательными и вращательными подуровнями обычно в $20 \div 500$ раз меньше. В результате схема энергетических уровней молекулы газа становится чрезвычайно сложной.

Первые лазерные колебания на многоатомных газах были получены при электронных переходах в нескольких двухатомных газах. Однако очевидно, что переходы могут происходить и между двумя различными колебательными уровнями одного и того же электронного уровня молекулы. В свою очередь, такие же переходы имеют место и между двумя вращательными подуровнями, принадлежащими двум разным «колебательным» состояниям. Более того, из-за увеличения интервала между вращательными подуровнями в колебательном уровне и вследствие квантовомеханического правила отбора, которое в простейшем случае разрешает изменение вращательного углового момента только на $\pm h/2\pi$ (h — постоянная Планка), такие переходы между двумя колебательными уровнями приводят к появлению колебательно-вращательной полосы (см.

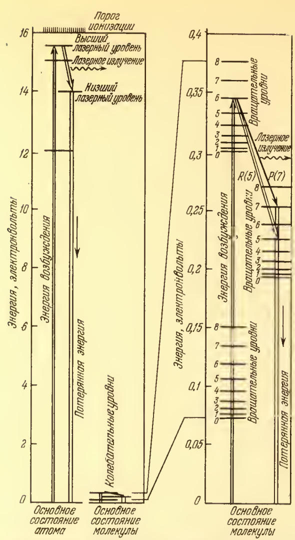


Рис. 1. Сравниваются диаграммы энергетических уровней атома и молекулы. В атоме электронные уровни энергии, между которыми могут происходить инфракрасные переходы, расположены вблизи порога ионизации — значительно выше основного состояния атома. Поэтому для создания лазерного эффекта атом должен быть возбужден на очень высокий уровень. В свою очередь это приводит к излученню фотона сравнительно малой энергии. В результате при использовании одноатомных газов тратится впустую значительная доля энергии, и получается небольшая квантовая эффективность. С другой стороны, в молекуле колебательные уровни основного электронного состояния расположены близко к основному уровню молекулы. Следовательно, энергия фотона составляет заметную часть полной энергии возбуждения молекулы из основного состояния на высший лазерный уровень. Это приводит к значительно большей квантовой эффективности. Справа увеличенная в масштабе схема показывает, что колебательные уровни основного электронного состояния молекулы в свою очередь состоят из ряда вращательных энергетических подуровней, обусловленных вращением молекулы. Цифра около каждого уровня указывает величину вращательного момента в единицах $h/2\pi$. Показаны два разрешенных инфракрасных перехода между вращательными подуровнями, принадлежащими к двум различным колебательным уровням.

рис. 2) Центр полосы соответствует расстоянию между колебательными уровнями при отсутствии какого-либо вращения. Переходы на длинноволновой стороне соответствуют изменению углового момента на $+h/2\pi$ и называются P-переходами. Переходы же в коротковолновой стороне соответствуют изменению углового момента на $-h/2\pi$ и называются R-переходами. Как показывает рисунок, пики поглощения как в P-, так и в R-области находятся практически на равных расстояниях. Эти колебательно-вращательные переходы, которые обычно приводят к инфракрасному излучению, являются основой всех современных мощных лазеров на многоатомных газах.

Теперь я с удовольствием объясню, как мне несколько лет назад удалось изготовить и запустить первый непрерывно действующий колебательно-вращательный лазер на многоатомном газе в Лабораториях компании «Белл». В процессе наших исследований лазерного действия в одноатомных газах стало ясно, что если цель заключается в получении

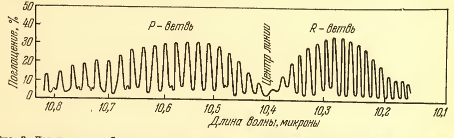


Рис. 2. Лазерные колебания, возникающие при переходах между двумя вращательными подуровнями, принадлежащими двум различным колебательным уровням одного электронного состояния молекулы углекислого газа, приводят к излучению инфракрасного света с набором различных длин волн. Он образует так называемую колебательно-вращательную полосу. Кривая показывает положения переходов по наблюдениям спектра поглощения невозбужденного углекислого газа. Центр полосы соответствует расстоянию между колебательными уровнями при отсутствии вращательной энергии. Переходы в длинноволновой области соответствуют изменению вращательного углового момента на $+h/2\pi$ и называются P-переходами, в то время как переходы в коротковолновой области соответствуют изменению на $-h/2\pi$ и называются R-переходами (h — постоянная Планка). Приведенная полоса соответствует излучению с длиной волны 10,6 микрон.

большой выходной мощности в инфракрасной области (т. е. на длинах волн больших, чем несколько микрон), то для этого одноатомные газы далеки от идеала. Основная причина здесь в том, что у большинства одноатомных газов электронные энергетические уровни, между которыми могут происходить инфракрасные переходы, расположены рядом с уровнем ионизации — очень далеко над основным состоянием атома. Таким образом, чтобы создавался лазерный эффект, атом должен возбуждаться на очень высокий энергетический уровень. Это, в свою очередь, приводит к испусканию фотона сравнительно небольшой энергии. Поэтому использование одноатомных газов ведет к низкой квантовой эффективности и, следовательно, к низкой рабочей эффективности.

Такая система имеет еще один очень серьезный недостаток. Вблизи ионизационного уровня элемента энергетические уровни, соответствующие различным электронным конфигурациям, скапливаются в очень маленьком энергетическом интервале. В итоге при столкновении с электроном возбуждение, которое является механизмом, создающим лазерный эффект в газовом разряде, будет чрезвычайно неселективным, и плотность населенности высшего лазерного уровня атомов будет очень маленькой. Это еще больше ограничивает выходную мощность и приводит к еще меньшей рабочей эффективности, так как значительная часть

энергичных электронов, могущих возбуждать атомы на высший лазерный уровень, теряется на возбуждение атомов на близлежащие состояния. Типичный лазер на одноатомном газе, работающий на волне около 10 микрон, генерирует мощность только в несколько милливатт, и его рабочая эффективность около 0,001 процента.

Совсем иначе обстоит дело с молекулами, колебательно-вращательные уровни которых, принадлежащие основному электронному состоянию молекулы, идеальны для эффективных и мощных лазерных систем в инфракрасной области. Колебательные уровни основного электронного состояния очень близки к основному уровню молекулы, и поэтому энергия лазерного фотона является заметной частью полной энергии, необходимой для возбуждения молекулы из основного состояния на высший лазерный уровень. В результате квантовая эффективность очень высока по сравнению с эффективностью инфракрасного лазера на одноатомном газе. Вдобавок, так как колебательные уровни находятся близко от основного состояния молекулы, почти все электроны, присутствующие в разряде, будут участвовать в процессе возбуждения. Этот факт гарантирует высокую рабочую эффективность, так же как и большую выходную мощность, так как теперь можно получить большую плотность населенности верхнего уровня молекулы.

Именно на основе этих соображений я решил сначала исследовать возможность получения лазерного эффекта, используя колебательно-вращательные переходы основного электронного состояния углекислого газа. Казалось, что двухатомные молекулы менее пригодны для получения непрерывных лазерных колебаний из-за неподходящего времени жизни возбужденных колебательных уровней основного электронного состояния двухатомных молекул. Углекислый газ был выбран по двум причинам: он представляет собой одну из простейших трехатомных молекул, и о его колебательно-вращательных переходах уже имелась довольно большая спектроскопическая информация. Молекула углекислого газа линейна и симметрична по конфигурации и имеет три колебательные степени свободы (см. рис. 3). Одна из степеней свободы — это симметричные колебания атомов молекулы вдоль межъядерной оси. Этот режим колебаний называется симметричной растягивающей модой, и его частота обозначается ν_1. Другой симметричный режим — колебания атомов перпендикулярно межъядерной оси. Он называется изгибной модой, и его частота обозначается ν_2. Наконец, существует асимметричная мода продольных колебаний вдоль межъядерной оси. Ее частота обозначается ν_3. Согласно правилам квантовой механики, энергии колебаний квантуются и все отличны друг от друга. В первом приближении эти три моды колебаний не зависят одна от другой. Вследствие этого молекулу углекислого газа можно возбудить в колебательное состояние, являющееся любой линейной комбинацией трех отдельных мод. Поэтому колебательные состояния молекулы должны описываться тремя квантовыми числами ν_1, ν_2 и ν_3 которые отвечают числу квантов в модах ν_1, ν_2 и ν_3. В соответствии с этим колебательный уровень описывается тройкой чисел (ν_1, ν_2, ν_3).

На рис. 4 изображена схема нескольких низколежащих колебательных уровней углекислого газа. Чтобы не загромождать схему, вращательная микроструктура каждого из колебательных уровней опущена.

Вращательные подуровни расположены значительно плотнее, чем колебательные состояния. Колебательные уровни с различными частотами ν_1, ν_2 и ν_3 образуют почти равномерно расположенную лестницу, поэтому на схеме показаны лишь низшие состояния с одним—двумя кван-

тами колебательной энергии. Благодаря ряду факторов, например времени жизни молекул углекислого газа в различных состояниях и вероятности возбуждения основного состояния при столкновении с электроном, уровень, обозначенный *001*, удобен в качестве высшего лазерного уровня, а уровни *100* и *020* годятся как низшие лазерные уровни. Молекулы, которые попадают на низшие уровни, переходят в основное состояние в две ступени: сначала, посредством радиации или столкновений, на уровень *010*, а затем в основное состояние. Колебательно-вращательные переходы *001*→*100* создают инфракрасное излучение с длиной волны около

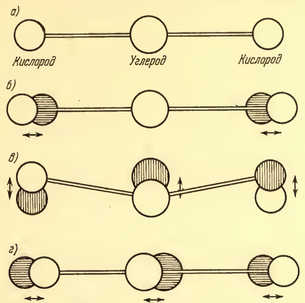


Рис. 3. Молекула углекислого газа (*а*) линейна и симметрична и имеет три колебательные степени свободы. В симметричной моде (*б*) атомы молекулы симметрично колеблются вдоль межъядерной оси. В изгибной моде (*в*) колебания атомов перпендикулярны межъядерной оси. В асимметричной моде растяжения (*г*) атомы колеблются вдоль межъядерной оси ассимметрично. Соответственно колебательное состояние молекулы описывается тремя квантовыми числами ν_1, ν_2 и ν_3 и обычно записывается в виде (ν_1, ν_2, ν_3), где ν_1 — число колебательных квантов в симметричной моде, ν_2 — в изгибной моде, ν_3 — в асимметричной моде растяжения.

10,6 микрон, а переходы *001*→*020* — с длиной волны около 9,6 микрон. Соответственно, квантовая эффективность лазера, использующего переход *001*→*100*, должна быть около 40 процентов, а у лазера с переходом *001*→*020* — около 45 процентов. Именно эта высокая квантовая эффективность и возможность селективного возбуждения на уровни, находящиеся рядом с основным уровнем, делает эту систему привлекательной для исследований, и это дало нам возможность достичь практической эффективности от 20 до 30 процентов.

В наших ранних экспериментах лазерная трубка наполнялась чистым углекислым газом под давлением около тора (1 миллиметр ртутного столба). Электрический разряд создавался с помощью высоковольтного постоянного тока в части трубки. В таком разряде происходит большое число столкновений между энергичными электронами и молекулами углекислого газа. Некоторые из наиболее энергичных электронов заставляют молекулы углекислого газа диссоциировать, т. е. распадаться на атомы углерода и кислорода. Однако порог этого процесса довольно

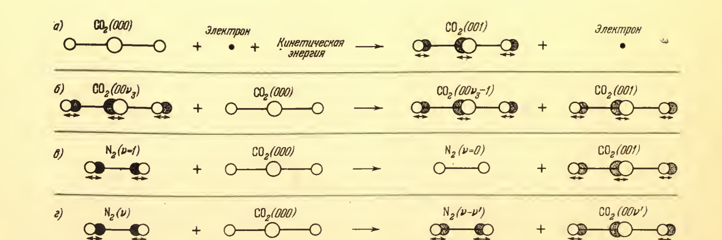


Рис. 4. Возможный механизм возбуждения молекулы углекислого газа на высший лазерный уровень (в данном случае уровень *001*). В электрическом разряде столкновение невозбужденной, или *000*, молекулы углекислого газа с энергичным электроном может перевести ее прямо на уровень *001* (*а*). Такое столкновение может также возбудить *000* молекулу на уровень *00* ν_3, где ν_3 (число квантов асимметричной моды) может иметь более одного кванта колебательной энергии. В этом случае последующие столкновения с невозбужденными молекулами приводят к передаче им отдельных квантов колебательной энергии, поднимая их на уровень *001* (*б*). В лазере на смеси азота с углекислым газом столкновения между молекулами азота, возбужденными на колебательные уровни, и невозбужденными молекулами углекислого газа, могут переводить молекулы углекислого газа на уровень *001* при передаче кванта колебательной энергии от молекулы азота, которая может иметь один (*в*) или более (*г*) квантов колебательной энергии

высок, и число электронов, обладающих такой большой кинетической энергией, довольно мало. Низкоэнергетические электроны, число которых значительно превосходит число высокоэнергетических электронов, возбуждают молекулы углекислого газа на различные колебательные уровни. Получается, что электроны возбуждают молекулы углекислого газа в основном на уровни $00\nu_3$, т. е. на почти равномерно расположенные уровни ν_3-лестницы.

Необходимо помнить, что высший уровень для лазерных колебаний с длиной волны 10,6 микрон является уровнем с $\nu_3=1$. Значит ли это, что молекулы углекислого газа, возбуждаемые на самые высокие уровни $00\nu_3$ (уровни с ν_3 большей, чем 1), не будут вносить вклад в лазерный

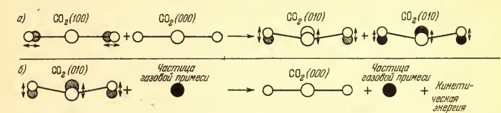


Рис. 5. Возможный механизм «выселения» с низших колебательных уровней молекулы углекислого газа способен приводить к увеличению выходной мощности лазера. Показаны два таких высвечивающих столкновения. В случае (*а*) столкновение возбужденной *100* и невозбужденной *000* молекул переводит обе молекулы на уровень *010*. В случае (*б*) молекула на уровне *010* в свою очередь может столкнуться с частицей газовой примеси (или со стенками лазерной трубки) и при этом перейти в основное состояние, откуда ее можно снова возбудить.

эффект, тем самым уменьшая эффективность и выходную мощность системы? В действительности этого не происходит, так как уровни $00\nu_3$ расположены почти равномерно, и следствием столкновения между молекулами $CO_2(00\nu_3)$ и $CO_2(000)$ является эффективная передача колебательной энергии от возбужденной к невозбужденной молекуле. Молекула $CO_2(00\nu_3)$ теряет квант колебательной ν_3-энергии и становится молекулой CO_2 $(00,\nu_3-1)$, в то время как молекула $CO_2(000)$ получает этот квант энергии и становится молекулой $CO_2(001)$, другими словами, молекулой на высшем лазерном уровне (см. рис. 4).

Этот процесс является резонансным в том смысле, что в нем происходит перераспределение энергии возбужденной молекулы без какой-либо потери полной внутренней энергии (т. е. без ее превращения в кинетическую, или тепловую, энергию). Это значит, что эффективность превращения молекул $CO_2(00\nu_3)$ в $CO_2(001)$ без потери энергии очень высока. Поэтому на практике необходимое возбуждение молекул углекислого газа на высший лазерный уровень можно осуществить достаточно хорошо при столкновении с электронами газового разряда.

Молекулы $CO_2(001)$ могут, например, испустить лазерный фотон с длиной волны 10,6 микрон и перейти на уровень *100*. С этого уровня они должны возвратиться в основное состояние до того, как молекула сможет быть снова использована для получения лазерного фотона. Молекулы на низшем энергетическом уровне высвечиваются в основном с помощью столкновений с другими молекулами. Снова важную роль играет возможность резонансной передачи колебательной энергии. Низший лазерный уровень имеет вдвое большую энергию по сравнению с энергией, необходимой для возбуждения молекулы углекислого газа на колебательный уровень *010*. В результате столкновения молекул $CO_2(100)$ или

CO_2(*020*) с молекулой CO_2(*000*) колебательная энергия будет эффективно перераспределяться между этими двумя молекулами, переводя обе сталкивающиеся молекулы на возбужденный CO_2(*010*) уровень (рис. 5)

Благодаря резонансной природе этого столкновения колебательное возбуждение низшего колебательного лазерного уровня снимается достаточно эффективно. Однако снятие возбуждения на этом не заканчивается. Молекулы CO_2(*010*) еще должны высветиться в основное состояние перед тем, как они смогут снова принять участие в лазерном излучении. Снятие возбуждения CO_2(*010*) также управляется столкновениями, но на этот раз столкновения не являются резонансными, и энергия молекул CO_2(*010*) переходит в кинетическую энергию. Такие столкновения могут происходить с другими молекулами CO_2, молекулами примесных газов или со стенками лазерной трубки.

Из-за нерезонансной природы превращения колебательной энергии в кинетическую высвечивание молекул CO_2(*010*) может замедлиться и создать «узкое место» в полном цикле возбуждения и высвечивания. Это приведет к уменьшению эффективности и выходной мощности. Даже для лазера на чистом углекислом газе, который я испытывал сначала, механизм высвечивания был достаточно быстрым, чтобы позволить возникнуть сильным лазерным колебаниям на колебательно-вращательных переходах *001*→*100* и *001*→*020* с длинами волн 10,6 и 9,6 микрон соответственно. Оказалось, что из-за большей вероятности испускания переходы на длине волны 10,6 микрон примерно в 10 раз интенсивнее переходов с длиной волны 9,6 микрон. В дальнейшем мы будем рассматривать только переходы с длиной волны 10,6 микрон. Совершенно ясно, что возбуждение при столкновении с электроном, имеющее место в разряде в чистом углекислом газе, не может давать достаточно высокоселективное возбуждение молекул на высший лазерный уровень, необходимое для получения практической эффективности, приближающейся к квантовой эффективности системы. Причина заключается в том, что электроны могут возбуждать молекулы углекислого газа также на уровни, отличающиеся от $00\nu_3$. Это вызывает уменьшение эффективности и выходной мощности. Для получения необходимой высокой эффективности существует несколько видов селективного возбуждения молекул углекислого газа на высший лазерный уровень. Такое селективное возбуждение имеет место, когда в лазер на углекислом газе добавляется газообразный азот.

Полезность азота можно объяснить, обратившись к схеме низколежащих колебательных уровней основного электронного состояния молекулы азота (см. рис. 6). Азот — двухатомная молекула; он имеет только одну колебательную степень свободы. Его колебательные уровни отвечают колебаниям лишь вдоль межъядерной оси. Таким образом, одно колебательное квантовое число полностью описывает колебательные уровни молекулы азота. Так как азот — двухатомная молекула с одинаковыми атомами, то, возбужденный на различные колебательные уровни основного электронного состояния, он не может распадаться радиоционно или через столкновения, и поэтому имеет чрезвычайно большое время жизни.

Основной механизм возбуждения молекулы азота с уровня $\nu=0$ на различные высшие колебательные уровни — столкновения с электронами. Кроме того, они могут попасть туда при каскадных переходах с высших электронных состояний и при рекомбинации диссоциированных атомов азота. При разряде в газообразном азоте низкого давления на уровень $\nu=1$ можно возбудить примерно 30 процентов молекул азота. Так как энергия возбуждения молекулы $N_2(\nu=1)$ почти равна энергии

возбуждения молекулы CO_2 (*001*), можно ожидать, что будет происходить эффективная передача колебательной энергии от азота к углекислому газу при столкновениях молекул N(ν=1) и CO_2(*000*). При таком столкновении молекула азота возвращается с уровня ν=1 в основное состояние, теряя квант колебательной энергии, а молекула углекислого газа возбуждается из основного состояния на уровень *001*. Из-за резонансной природы этого процесса селективное возбуждение молекул углекислого газа на высший лазерный уровень должно быть очень эффективно.

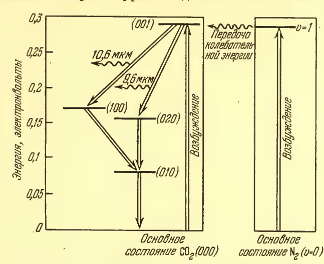


Рис. 6. Добавка газообразного азота в лазер на углекислом газе приводит к селективному возбуждению молекул углекислого газа на высший лазерный уровень. Азот является двухатомной молекулой и поэтому имеет одну колебательную степень свободы. Следовательно, одно квантовое число ν полностью описывает его колебательные уровни. Молекулы азота могут эффективно возбуждаться с уровня ν=0 на уровень ν=1 при столкновении с электронами в разряде под низким давлением. Так как энергия воабуждения молекулы N_2(ν=1) почти равна энергии возбуждения молекулы CO_2(*001*), имеет место эффективная передача колебательной энергии от азота к углекислому газу при столкновении между молекулами N_2(ν=1) и CO_2(*001*). При таком столкновении молекула аэота возвращается с уровня с ν=1 в основное состояние, теряя квант своей колебательной энергии и возбуждая тем самым молекулу углекислого газа иэ ее основного состояния на уровень *001*. Молекула углекислого газа может тогда перейти на уровни *100* или *020*, испуская инфракрасный свет с длиной волны 10,6 или 9,6 микрон соответственно.

Более того, высшие колебательные уровни молекулы азота, как и уровни CO_2($00\nu_3$), расположены почти равномерно. Следовательно, при столкновении молекул N_2(ν) и CO_2(*000*) эффективная передача колебательной энергии может происходить следующим образом: возбужденная молекула N_2(ν) теряет ν′ квантов колебательной энергии и переходит на уровень N_2(ν—ν′), а молекула CO_2(*000*) получает ν′ квантов колебательной энергии и селективно возбуждается на уровень CO_2($00\nu'$). Так как расстояния между энергетическими уровнями «лестниц» N_2(ν) и CO_2(ν_3) почти равны, при этих столкновениях осуществляется резонансная передача колебательной энергии, и этот процесс очень эффективен. После этого молекулы CO_2($00\nu_3=\nu'$) превращаются в молекулы CO_2(*001*) (т. е. в молекулы на высшем лазерном уровне) с помощью резонансных столкновений, описанных выше. В результате осуществляется эффективное селективное возбуждение молекул углекислого газа на высший лазерный уровень. При этом следует ожидать значительного увеличения эффективности и выходной мощности лазера на смеси углекислого газа с азотом, по сравнению с лазером на чистом углекислом газе.

Первые эксперименты для проверки этой гипотезы были проведены с помощью системы, изображенной на рис. 7. Газы непрерывно прокачивались через систему. В зоне взаимодействия, где ожидается появление лазерного эффекта, разряда нет. Азот поступает через одно отверстие и проходит через область возбуждения, где с помощью переменного электрического поля или при помощи высоковольтного электрического тока создается электрический разряд. При прохождении азота через область разряда его молекулы возбуждаются на различные колебательные уровни основного электронного состояния.

Так как в системе применена непрерывная прокачка, то молекулы азота, на которые подействовал разряд, вводятся в область взаимодействия за время, много меньшее среднего времени жизни колебательного

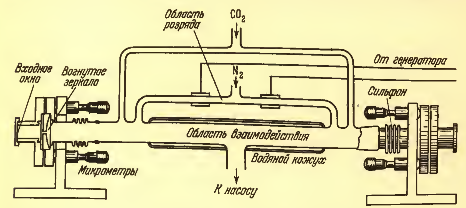


Рис. 7. Система с непрерывной прокачной использовалась автором для проверки предположения о том, что лазер на смеси азота и углекислого газа будет более эффективен, чем лазер на чистом углекислом газе. В системе получались сильные лазерные колебания при колебательно-вращательных переходах в молекулах углекислого газа, хотя в области взаимодействия не было электрического поля. Тем самым подтверждалась эффективность использования молекул азота, возбужденных на колебательные уровни, для селективного возбуждения молекул углекислого газа на высший лазерный уровень.

уровня возбужденной молекулы азота. Следовательно, азот, поступающий в область взаимодействия, будет содержать много молекул, которые уже возбуждены и продолжают оставаться на возбужденных колебательных уровнях основного электронного состояния. Углекислый газ, поступающий через другое отверстие, смешивается с этим азотом. Как описано выше, передача колебательной энергии от азота к углекислому газу осуществляется при столкновении возбужденных на колебательные уровни молекул азота и находящихся в основном состоянии молекул углекислого газа. Поэтому молекулы углекислого газа селективно возбуждаются на высший лазерный уровень. Заметим, что в области взаимодействия нет других видов возбуждения молекул углекислого газа.

В этой системе могут быть получены сильные лазерные колебания при колебательно-вращательных переходах в молекулах углекислого газа, хотя в области взаимодействия отсутствует разряд. После того как молекулы углекислого газа внесли свой вклад в лазерные колебания, система непрерывной прокачки выводит все высветившиеся молекулы, и поступают новые возбужденные молекулы азота и молекулы углекислого газа, так что лазерный эффект продолжается. Величина лазерных колебаний подтверждает эффективность использования возбужденных на колебательные уровни молекул азота для селективного возбуждения молекул

углекислого газа на высший лазерный уровень. Если же разряд происходит в области лазерного действия в трубке со смесью азота и углекислого газа, то эффективность преобразования достигает 5 процентов.

Удаление «узкого места» на уровне *010* углекислого газа увеличивает высвечивание низших лазерных уровней. Это, в свою очередь, приводит к увеличению выходной мощности и более высокой эффективности лазера на углекислом газе. Ранее я упоминал, что высвечивание молекул CO_2(*010*) происходит при превращении энергии молекулы CO_2(*010*) в кинетическую энергию при столкновении с другой частицей. Скорость такого высвечивания зависит от природы этой другой частицы. Например, в самом углекислом газе происходит около 100 высвечивающих столкновений в секунду при давлении в один тор, в то время как у атомов гелия их около 4000, а у водяного пара — 100 000. Таким образом, мы получаем еще один метод увеличения выходной мощности и эффективности лазерной системы на смеси азота и углекислого газа.

Выяснилось, что для получения чрезвычайно высокой непрерывной выходной мощности при высокой эффективности необходимо добавлять в разрядную трубку примесные газы. Такие газы, как кислород, водяной пар, водород и гелий, увеличивают выходную мощность. Это происходит благодаря двум эффектам. Первый — увеличение скорости высвечивания низших колебательных уровней молекул углекислого газа, и второй — увеличение скорости возбуждения этих молекул на уровень *010* или непосредственно в процессах столкновений с электронами, или косвенно, за счет увеличения скорости возбуждения возбужденных на колебательные уровни молекул азота. Оба процесса, увеличивающие возбуждение молекул углекислого газа на высший лазерный уровень, эффективны при двух условиях. Плотность электронов в разряде должна быть достаточно высокой, а распределение электронов по энергиям должно быть подходящим для возбуждения молекул углекислого газа непосредственно на уровень *001* и для интенсивного порождения молекул $N_2(v)$.

По-видимому, гелий играет важную роль в обоих эффектах, и он наиболее широко используется в качестве третьего газа. Водяной пар и водород полезны только для первого эффекта. По-видимому, окись углерода годится и для возбуждения, и для высвечивания. Используя углекислый газ и азот с давлениями три тора, а гелий при двадцати торах, получили для излучения с длиной волны 10,6 микрон в непрерывном режиме выход мощности около 80 ватт на метр разрядной трубки. Рабочая эффективность в этом случае превышала 20 процентов.

В настоящее время в большинстве мощных лазеров на углекислом газе газы медленно прокачиваются через рабочую трубку. Однако некоторые из наших ранних экспериментов в Лабораториях компании «Белл» и более поздние в Исследовательских лабораториях компании «Филлипс», Голландия, показали, что можно сделать герметичный лазер на углекислом газе, если достаточно тщательно изготовить трубку и использовать подходящие газовые смеси. Эти лазеры могут создавать такие же выходные мощности, как и системы с прокачкой газа, и дают при этом сравнимую эффективность.

Типичные лазеры на углекислом газе имеют длину около двух метров и могут создавать непрерывное лазерное излучение мощностью около 150 ватт. Ничто не препятствует созданию очень длинного лазера для получения значительно большей выходной мощности, так как она линейно увеличивается с увеличением длины. Действительно, сотрудники компании «Рейтиэн» сконструировали «складной» лазер на углекислом

газе длиной 182,5 метра. Этот лазер генерирует непрерывное излучение мощностью до 8,8 киловатт. Итак, выходная мощность лазера окончательно догнала вымыслы научной фантастики, а тепловые эффекты, создаваемые таким излучением, внушают благоговение.

Экспериментальная установка, показанная на рис. 7, полезна для изучения лазерного эффекта в нестабильных молекулярных газах, т. е. легко диссоциирующихся при возбуждении разрядом постоянного тока и (или) требующих чрезвычайно селективного возбуждения для создания непрерывного лазерного эффекта (например, двухатомные газы). В этом случае преимущество состоит в том, что в лазерной области нет разряда, и поэтому могут возбуждаться только те уровни активного газа, чья энергия близка к энергии возбужденных колебательных уровней молекул азота. Этим методом были получены непрерывные лазерные колебания при колебательно-вращательных переходах в окиси углерода с длиной волны от пяти до шести микрон, в закиси азота при переходах *001→100* (длина волны 10,8 микрон) и на дисульфиде углерода (CS_2) при переходах *021→120* (длина волны около 11 микрон).

Лазер на окиси углерода особенно интересен с точки зрения спектроскопии. Теперь мы можем наблюдать переходы в основном электронном состоянии между колебательными уровнями до $\nu=25$ — переходы, которые прежде никогда не наблюдались. Закись азота, похожая по своим колебательным модам на углекислый газ, может генерировать мощное непрерывное излучение с эффективностью, сравнимой с эффективностью систем на углекислом газе. Однако она до сих пор еще детально не исследована. Во всяком случае метод селективного возбуждения для получения высокой выходной мощности и эффективности, по-видимому, обычно полезно применять.

Другие способы получения колебательных возбуждений в молекулах используют химические реакции, нагревание газа пламенем и горелками и оптическое возбуждение подходящим оптическим излучением от разрядных или импульсных ламп. Пока эти способы широко не используются, но они являются многообещающими. Однако тот факт, что эффективность преобразования энергии в лазере на углекислом газе при разрядном возбуждении превышает 20 процентов, является серьезным препятствием на пути внедрения иных способов возбуждения.

До сих пор я описывал механизм возбуждения и высвечивания, обеспечивающий очень высокую выходную мощность лазеров на углекислом газе, но ничего не говорил о спектре испускаемого излучения. Как я уже упоминал, из-за плотно расположенных вращательных подуровней высших и низших колебательных состояний переходы между двумя колебательными уровнями происходят в форме линии, состоящей из *P*- и *R*-ветвей. Значит ли это, что выходное излучение лазера на углекислом газе состоит из ряда частот, соответствующих одновременным *P*- и *R*-переходам? Если излучение будет происходить на ряде частот, лазерный луч не будет полностью монохроматичным, и его использование в таких областях, как связь, будет ограничено. В действительности обычно мощный лазер на углекислом газе можно заставить излучать на единственном *P*-переходе (обычно это переход *P*(20) с длиной волны 10,5915 микрон) без особых помех, несмотря на то, что колебательная полоса *001→100* содержит целый ряд возможных *P*- и *R*-переходов. Это достигается благодаря некоторым довольно тонким «конкурирующим процессам» между *P*- и *R*-переходами, и такая «тактическая уловка» в огромной степени увеличивает полезность лазера на углекислом газе.

Важно заметить, что обычно энергетические интервалы между различными колебательными уровнями значительно больше кинетической энергии молекул (которая при комнатной температуре имеет порядок 0,025 электронвольт). С другой стороны, расстояние между вращательными подуровнями меньше, чем их кинетическая энергия. Поэтому плотность населенности на определенном вращательном подуровне данного колебательного уровня зависит от плотности населенности других вращательных подуровней, так как каждое единичное столкновение может приводить к обмену энергией, равной расстояниям между вращательными подуровнями. В результате молекула может очень часто перескакивать с одного вращательного подуровня на другой. Частота этих прыжков (называемая также скоростью вращательной термализации) превышает 10 миллионов в секунду при обычных давлениях, применяемых в газовых лазерах. Однако из-за того, что расстояние между колебательными уровнями значительно больше кинетической энергии молекул, скорость колебательной термализации очень мала: около 1000 перескоков в секунду. Время жизни колебательного уровня, включая радиационную релаксацию и релаксацию при столкновениях, около миллисекунды, а время вращательной термализации значительно короче: около 10^{-7} секунды. Следовательно, в течение времени жизни на колебательном уровне молекула подвергается очень большому числу столкновений, приводящих к вращательной термализации. Это приводит к тому, что распределение молекул по различным вращательным подуровням колебательного уровня является распределением Больцмана (см. рис. 8).

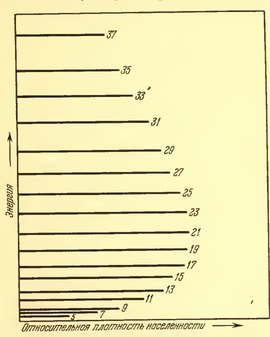


Рис. 8. Плотности населенности на вращательных подуровнях колебательного уровня *001*. молекулы углекислого газа подчиняются распределению Больцмана. Это обусловлено тем, что в течение времени жизни на данном колебательном уровне молекула подвергается большому числу вращательных термализующих столкновений, переводящих ее с одного вращательного подуровня на другой примерно 10 миллионов раз в секунду. Горизонтальная шкала показывает плотности населенности вращательных подуровней при температуре около 400 градусов Кельвина. Вертикальная энергетическая шкала показывает положение каждого вращательного подуровня.

При вышеприведенных условиях, управляющих плотностями населенности на вращательных подуровнях, можно вычислить избыток (или недостачу) на различных P- и R-ветвях данной колебательной полосы (см. рис. 9). При помощи ряда рассчитанных кривых можно сделать следующие полезные заключения. Первое — некоторые P-переходы дают избыток даже в том случае, когда полная колебательная плотность населенности на низшем лазерном уровне превосходит плотность на высшем. Такая ситуация называется «частичной инверсией», так как R-переходы

не дают избытка. Второе — когда полная плотность колебательной населенности на высшем лазерном уровне превышает плотность на низшем лазерном уровне, избыток дают и *P*- и *R*-переходы. Это — «полная инверсия». Третье — даже для случая полной инверсии *R*-переходы всегда дают меньший избыток, чем *P*-переходы, начинающиеся с того же высшего вращательного подуровня.

Теперь посмотрим, какие практические эффекты можно получить на основе приведенных выше заключений. Хотя верно, что избыток создается большим числом одновременных переходов, однако, существование распределения Больцмана требует, чтобы изменение плотности населенности на одном вращательном подуровне влияло на плотность населенности остальных вращательных подуровней так, чтобы восстанавливалось распределение Больцмана. Вращательные переходы с наибольшим избытком — в данном случае переход *P*(22) — будут начинаться первыми. Это будет самый сильный *P*-переход, так как *R*-переходы имеют меньший избыток. Когда это происходит, скорость, с которой удаляются молекулы с вращательного уровня $I=21$, увеличивается из-за вынужденного излучения перехода с *P*(22). Но требование сохранения распределения Больцмана будет приводить к переходу молекул с других вращательных подуровней на уровень $I=21$ и уменьшению плотности населенности всех вращательных подуровней, хотя лазерные колебания в *P*(22) отсасывают молекулы с уровня $I=21$. Это приводит к очень сильной конкуренции между возможными лазерными переходами, и обычно преобладает один из *P*-переходов.

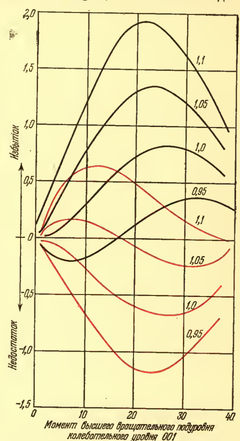


Рис. 9. Конкурирующие эффекты среди колебательно-вращательных лазерных переходов в углекислом газе обычно приводят к преобладанию *P*-переходов. Этот набор кривых показывает величину избытка (или недостатка) числа *P*- (цветные) и *R*- (черные) переходов данной колебательной полосы. Числа у кривых дают отношение полной плотности населенности высшего (или *001*) колебательного лазерного уровня к низшему (*100*).

В результате нашего открытия этих конкурирующих эффектов можно заставить мощный лазер непрерывного действия генерировать выходную мощность на единственном вращательном переходе в линии *001*→*100*. Это обеспечивает чрезвычайную когерентность и монохроматичность мощного выходного луча.

Возможны и колебания при более слабых *P*- и *R*-переходах, если имеется достаточный избыток и если в лазерную полость вводится выделяющий определенные длины волн элемент (например, дифракционная

решетка или призма), препятствующий более сильным колебательным переходам. Из-за сильной конкуренции можно получить почти ту же величину выходной мощности на любом избранном колебательном переходе, если использовать прибор с частотной избирательностью.

Вдобавок из-за большого времени жизни колебательных уровней, ответственных за лазерные колебания в углекислом газе, можно запасать энергию в среде, где происходит разряд, примерно в течение миллисекунды, блокируя путь лазерного луча в резонаторе и тем самым препятствуя лазерным колебаниям. Если блокировка внезапно снимается, то излучение лазера происходит в виде резкого импульса с пиковой мощностью,

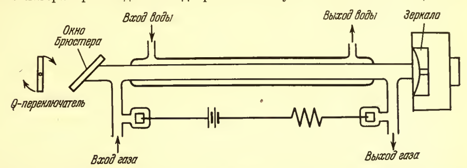


Рис. 10. Q-переключение — метод работы в импульсном режиме обычного лазера непрерывного действия — получается при замене одного из зеркал лазерной полости вращающимся зеркалом. Лазер излучает в то время, когда вращающееся зеркало (слева) параллельно противоположному неподвижному зеркалу (справа). Лазер на углекислом газе, генерирующий в непрерывном режиме мощность около 50 ватт, будет генерировать при Q-переключении в импульсе продолжительностью 150 наносекунд почти 50 киловатт с частотой около 400 импульсов в секунду.

обычно в 1000 раз большей средней мощности при непрерывном режиме работы этого лазера. Этот режим работы называется Q-переключением.

Q-переключение наиболее легко осуществляется при замене одного из зеркал лазерной полости вращающимся зеркалом (см. рис. 10). Лазер работает всякий раз, когда вращающееся зеркало оказывается параллельным противоположному неподвижному зеркалу, и он испускает инфракрасный импульс с длиной волны 10,6 микрон. При работе в такой Q-переключаемой схеме лазер на углекислом газе, имеющий мощность 50 ватт в непрерывном режиме, будет генерировать почти 50 киловатт в импульсе длительностью 150 наносекунд и с частотой 400 импульсов в секунду. Такая высокая импульсная выходная мощность в сочетании с когерентностью, даваемой газовыми лазерами, особенно полезна в неразрушающих физических исследованиях.

Идеальный источник когерентного излучения — источник, который можно непрерывно «настраивать», т. е. источник, частотой которого можно непрерывно управлять. Непрерывная настройка мощного молекулярного лазера невозможна, но число пригодных для излучения дискретных колебательно-вращательных переходов чрезвычайно велико. Например, только в окиси углерода существует около 200 переходов, отвечающих длинам волн между пятью и шестью микронами. В углекислом газе между 9 и 11 микронами можно возбудить около 100 переходов с большой выходной мощностью. Короче, хотя мощные молекулярные лазеры не допускают непрерывной настройки, их можно заставить работать дискретно в широком интервале частот.

Высокая мощность в непрерывном режиме и в режиме Q-переключения открывает большие возможности для применения лазеров на угле-

кислом газе. Фокусируя инфракрасный когерентный луч на площадь приблизительно в тысячную долю квадратного сантиметра, можно достичь интенсивности в миллион ватт на квадратный сантиметр для лазера в непрерывном режиме и миллиарда ватт для лазера в режиме Q-переключения. Мощности лазеров в непрерывном режиме, превышающие один киловатт, имеют очевидные применения в резке и сварке металлов. Упоминалось также о непонятном «смягчении» гранитной скалы, когда ее облучали лазером на углекислом газе мощностью один киловатт. Излучение лазера на углекислом газе с длиной волны 10,6 микрон, хотя и невидимое глазу, обладает таким же разрушающим свойством, как и излучение других мощных лазеров. Применение в промышленности тепловых эффектов лазеров на углекислом газе вызывает значительный интерес.

Однако более важными являются нетепловые применения лазера на углекислом газе. Среди этих возможных применений — оптическая связь как на Земле, так и в космосе. В этом случае для передачи через земную атмосферу наиболее привлекательны оптические «окна», прозрачные для волн с длиной от 9 до 14 микрон. Высокая мощность и эффективность лазеров на углекислом газе с длиной волны 10,6 микрон делает их идеальными кандидатами для таких целей. Лазер на углекислом газе является идеальным для оптических радарных систем снова из-за малых потерь в атмосфере. Другая возможность — использование лазера на углекислом газе для исследования оптических взаимодействий с веществом на длине волны 10,6 микрона, так как многие полупроводники, непрозрачные для видимой части спектра, прозрачны для этой длины волны. Еще одно применение мощного лазера на углекислом газе — использование 10,6-микронного излучения в качестве «насоса» для изучения нелинейных свойств новых материалов, которые могли бы служить для создания действительно непрерывно настраиваемых источников инфракрасного излучения. В связи с этим мои коллеги и я провели ряд интересных экспериментов, которые включают в себя генерацию вторых гармоник, параметрическое усиление излучения в далекой инфракрасной области, двухфотонное получение пары электрон — дырка в полупроводниках, изучение нелинейностей в полупроводниках, возникающих благодаря электронам проводимости, и рамановского рассеяния в полупроводниках на электронах с уровня Ландау. Некоторые из этих механизмов оказались достаточно сильны для того, чтобы позволить нам создать настраиваемый лазерный вибратор в инфракрасной части спектра. Такой настраиваемый лазер, накачиваемый лазером на углекислом газе с фиксированной частотой, может использоваться как вибратор в системе оптической связи или в радаре. Более того, такие инфракрасные настраиваемые источники полностью революционизируют инфракрасную спектроскопию. Описание этих экспериментов может быть предметом особой статьи. В заключение достаточно сказать, что лазеры на углекислом газе уже открыли дорогу физическим исследованиям, о которых нельзя было раньше и мечтать, и обещают в будущем много плодотворных экспериментов.

Дональд Ф. Нельсон

МОДУЛЯЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

(ИЮНЬ 1968 г.)

Широкие возможности применения лазера в системах дальней связи могут быть реализованы благодаря успешным разработкам маломощных широкополосных модуляторов.

Сразу после того, как в 1960 году заработал первый лазер, наибольшее внимание среди других его применений привлекла способность лазера быть носителем огромного объема информации. Весьма заманчивым было бы использовать его для связи между городами (см. статью 1 этого сборника).

Данную проблему можно разделить на пять пунктов, соответствующих пяти основным частям, существенным для любой системы электромагнитной системы дальней связи. Они следующие: генератор несущей волны, модулятор для ввода информации в эту волну; среда, в которой распространяется эта волна; детектор, принимающий эту волну, и демодулятор для извлечения информации из нее.

Некоторые из этих частей, важных для лазерной связи, за последние годы значительно усовершенствованы. Наиболее перспективными генераторами несущей волны сейчас являются: гелий-неоновый газовый лазер, газовый лазер на двуокиси углерода и твердотельный лазер на алюмоиттриевом гранате (АИГ) с примесью неодима. Передающей средой может быть в некоторых случаях просто атмосфера. Однако требования надежности заставят, вероятно, посылать лазерный луч по подземным световодам, состоящим из набора линз, последовательно фокусирующих пучок и отклоняющих его по нужному пути с помощью зеркал. В качестве детектора будет, по-видимому, служить полупроводниковый диод, вырабатывающий электрический ток, когда на него попадает свет.

До недавнего времени наиболее серьезной трудностью в осуществлении системы оптической связи было отсутствие подходящего высокочастотного модулятора (и соответствующего демодулятора). Разработанные в лабораториях компании «Белл Телефон» за последний год три новых модулятора света указывают путь к окончательному решению этого основного вопроса в проблеме лазерной связи.

Модуляция световой волны представляет собой управляемое изменение какого-либо ее свойства: амплитуды, частоты, фазы, поляризации или направления распространения. Среди этих пяти возможных вариантов модуляции лишь модуляция по направлению распространения, очевидно, неприменима для оптической связи, и поэтому в дальнейшем мы не станем говорить о ней. Модуляцию поляризации нельзя использовать самое

по себе, но она играет промежуточную роль в двух из тех модуляторов, которые будут описаны ниже.

Нам уже известны оптические эквиваленты двух хорошо изученных методов модуляции радиоволн в обычном и микроволновом диапазоне, а именно: фазовая, или частотная, модуляция (ЧМ) и амплитудная модуляция (АМ). Как и в более ранней технике, здесь амплитудная модуляция может быть двух типов. В одном из них малые изменения амплитуды несущей волны пропорциональны электрическому сигналу модулятора. Такой способ модуляции удобен для передачи самого модулирующего сигнала, например, возбуждаемого человеческим голосом.

Другой тип амплитудной модуляции, называемый импульсно-кодовой (ИКМ), находит все большее распространение в современной технике связи; это просто резкое включение и выключение несущей волны (см. статью 1 этого сборника). Такая модуляция применяется в передаче цифровой информации в вычислительных машинах. В ИКМ один «бит» информации означает наличие или отсутствие сигнала в определенный момент времени. Чтобы осуществить ИКМ, информацию сначала надо выразить в ответы да — нет, т. е. в двоичном коде.

Главное достоинство системы оптической связи заключается в широком диапазоне частот несущей волны. Это означает, что теоретически в видимой части электромагнитного спектра можно передать значительно больший объем информации, чем в радиоволновой и микроволновой областях спектра, вместе взятых. Соответственно этому при разработке систем оптической связи речь идет прежде всего о широкополосных системах, способных передавать большой объем информации.

Модуляторы широкополосных систем должны воспринимать электрические модулирующие сигналы с частотами до сотен или даже тысяч мегагерц. Это позволило бы одновременно передавать десятки или даже сотни телевизионных программ. Поэтому физическое явление, на основе которого работает модулятор, должно обладать свойством достаточного быстродействия. В электрооптическом и магнитооптическом эффектах такими быстродействующими факторами являются электрическое и магнитное поля. Температурные и большинство механических методов модуляции света являются слишком медленными. В будущем, тем не менее, можно рассчитывать применить для наших целей ультразвуковые колебания, механические по своей природе.

Среди физических явлений, на основе которых возможно модулировать луч света от лазера, наибольшее внимание привлекает электрооптический эффект. Сущность его заключается в том, что внешнее электрическое поле вызывает небольшое изменение показателя преломления твердой или жидкой среды. Если показатель преломления уменьшается, то свет проходит через среду быстрее, и наоборот. Более того, под влиянием электрического поля среда становится двулучепреломляющей, т. е. лучи разных линейных поляризаций проходят через нее с разными скоростями.

Поскольку изменение скорости света влияет на фазу волны, электрооптический модулятор по существу является фазовым. Его можно превратить в амплитудный модулятор, поместив для этого перед электрооптической средой поляризатор, ориентированный под углом 45° к направлению электрического поля (см. рис. 1). При такой ориентации поляризатора линейно поляризованный луч света разделяется пополам и распространяется вдоль двух главных направлений электрооптической среды. Электрооптический эффект заставляет эти две компоненты света

распространяться с различными скоростями и, следовательно, между ними возникает разность фаз. Выйдя из среды, вместе они уже не составят линейно поляризованного света, как это было до входа в среду. Вместо этого теперь они дают в сумме эллиптически-поляризованный свет, т. е. конец электрического вектора световой волны описывает в пространстве эллипс за каждый период колебания. Таким образом, две модулированные по фазе компоненты света могут образовать модулированную по поляризации световую волну.

Пропустив ее через другой поляризатор, мы легко получим свет, промодулированный по амплитуде. При этом направление поляризации

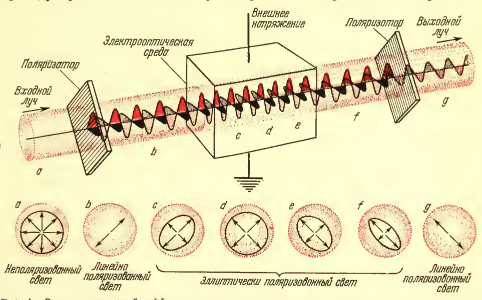


Рис. 1. Электрооптический эффект — принцип одного класса модуляторов лазерного луча. В основе электрооптического эффекта лежат изменения светопреломляющих свойств твердой или жидкой среды, вызываемые электрическим полем, приложенным к среде. На верхнем рисунке луч неполяризованного света от лазера сначала проходит через поляризатор. В полученном линейно поляризованном свете электрический вектор колеблется в плоскости, определяемой направлением оси поляризатора. Этот линейно поляризованный луч можно разложить на вертикальную и горизонтальную компоненты (цветные кривые), колеблющиеся в фазе. Когда эти две компоненты проходят через электрооптическую среду, они замедляются с разными скоростями и поэтому постепенно выходят из фазы. Они излучаются из среды в виде эллиптически поляризованного луча света. Другой поляризатор, помещенный на пути этого пучка, с осью поляризации, направленной под углом 90° к оси первого, пропускает только ту компоненту, которая параллельна его оси. Изменяя приложенное напряжение, можно сделать поляризацию луча более или менее эллиптичной, и в результате соответственно изменить амплитуду выходного пучка. На нижнем рисунке показана поляризация в поперечном сечении пучка на разных этапах.

второго поляризатора должно быть перпендикулярно к направлению первого. Через второй поляризатор будет проходить только та составляющая электрического вектора, которая параллельна направлению его оси поляризации.

Если к кристаллу приложить достаточное напряжение, то на выходе из него можно получить свет линейно поляризованный и направленный под углом 90° к направлению поляризации входного луча. В этом случае будет иметь место полное прохождение света через выходной поляризатор. Если напряжения нет, то и света не будет. Таким образом, включая и выключая напряжение, можно получить импульсно-кодовую модуляцию лазерного луча.

Существуют два типа электрооптического эффекта. В одном из них изменение показателя преломления пропорционально квадрату приложенного напряжения. Он называется эффектом Керра в честь шотландского физика Джона Керра, открывшего это явление в жидкостях в 1875 году. Эффект Керра имеет место также в любых кристаллах. В электрооптическом эффекте другого типа изменение показателя преломления пропорционально первой степени приложенного напряжения. Этот эффект назван именем немецкого физика Ф. Поккельса, который первым тщательно изучил его в 1893 году. Эффект Поккельса может иметь место только в кристаллах, в которых отсутствует центр симметрии.

Ячейки Керра, содержащие нитробензол, уже используются в течение многих лет в качестве световых затворов в различных специальных приложениях. Первое применение ячейки Поккельса из дигидрофосфата калия (КДР) было осуществлено Брюсом Биллингом в лаборатории «Берд Ассошиейтс». Ни один из этих приборов не мог работать на сверхвысоких частотах, необходимых для широкополосного радиовещания.

В 1961 году Айвен П. Каминов из лаборатории компании «Белл Телефон» продемонстрировал высокочастотный модулятор для лазеров, работающий по принципу эффекта Поккельса в кристалле КДР. Модулятор Каминова требовал слишком много энергии, чтобы его можно было использовать в системах связи, однако достигнутый прогресс стимулировал поиски материалов, обладающих более широкими возможностями. Для этой цели был выращен целый ряд новых кристаллов. Ниобат лития, танталат лития, тантал-ниобат калия (КТН) и калий-литиевый ниобат оказались одними из наиболее перспективных материалов. Эффект Поккельса возникает во всех этих кристаллах, кроме КТН, в котором наблюдается эффект Керра. Все перечисленные кристаллы прозрачны в видимой и в значительной части инфракрасной области спектра и поэтому могут быть использованы для модуляции самых разнообразных лазеров.

Трудно сказать, какой электрооптический материал в конце концов окажется наилучшим для данной лазерной длины волны, но сейчас наиболее удачным оказался весьма полезный широкополосный модулятор на танталате лития, который разработали Ричард Т. Дентон, Ф. С. Чен и Т. С. Кинсель в лабораториях компании «Белл Телефон». В некоторых важных деталях он отличается от общеизвестных электрооптических модуляторов, упомянутых выше. Прежде всего, благодаря отражателю на одном конце кристалла свет проходит через кристалл дважды (см. рис. 2). Это удваивает эффект модуляции при данном внешнем напряжении. Кроме того, танталат лития обладает естественным двулучепреломлением: даже в отсутствие электрического поля две различные линейно поляризованные компоненты луча проходят через кристалл с различными скоростями. Они выходят из него не в фазе, и поэтому возникает свет с эллиптической поляризацией. Чтобы предотвратить это, на пути луча помещается еще один двулучепреломляющий кристалл в форме клина. Он устанавливается так, чтобы в отсутствие электрического поля поляризация света на входе и на выходе кристалла была одинаковой, линейной.

Двулучепреломление танталата лития создает еще одну проблему. При изменении температуры изменяется и величина двулучепреломления, так что меняется и поляризация на выходе. Избавиться от этого можно, только точно контролируя температуру кристалла. Выяснено, что температуру необходимо поддерживать постоянной с точностью до 0,04 градуса. Такой точности способствуют металлические блоки, служащие одновременно электродами для подачи напряжения на кристалл. Они выполняют

также и третью функцию: уменьшают амплитуду механических колебаний, которые возникают в кристалле под влиянием напряжения из-за пьезоэлектрического эффекта. Кристалл танталата лития изготовляют длинным (один сантиметр) и тонким (четверть миллиметра), так как изменение фазы, получающееся в эффекте Поккельса, пропорционально как длине пути света, так и напряженности электрического поля, которая в свою очередь тем больше, чем тоньше кристалл. Поскольку толщина кристалла невелика, применяются линзы, фокусирующие параллельный пучок лазера в кристалл и преобразующие его снова в параллельный

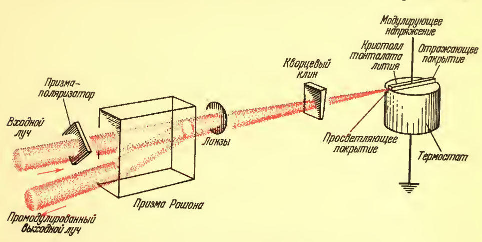


Рис. 2. Модулятор на танталате лития является самым совершенным электрооптическим модулятором. Лазерный луч проходит через входной поляризатор и фокусируется линзами на модулирующий кристалл. Он отражается от заднего торца кристалла и выходит из него эллиптически-поляризованным. После преобразования его снова в параллельный пучок при помощи линз компонента, поляризованная перпендикулярно компоненте на входе, отклоняется призмой Рошона и образует выходной луч. Если используется импульсно-кодовая модуляция, напряжение на модулирующем кристалле регулируется так, чтобы свет, выходящий из кристалла, был с линейной поляризацией, перпендикулярной к поляризации на входе, и поэтому полностью отклонялся призмой Рошона. Клин, вставленный в пучок, устраняет естественное двулучепреломление кристалла.

после выхода из него. Компонента света с поляризацией, перпендикулярной к поляризации света на входе, отклоняется двулучепреломляющим элементом, называемым призмой Рошона, образуя выходной луч.

Модулятор на танталате лития был применен как для обычной амплитудной модуляции, так и для импульсно-кодовой. При АМ он может обеспечить 80-процентную модуляцию интенсивности (квадрата амплитуды волны) красного света гелий-неонового лазера в полосе частот 220 мегагерц при использовании мощности всего лишь 200 милливатт от транзисторного усилителя. В настоящее время эффективность модулятора ограничивается скорее параметрами такого усилителя, чем характеристиками модулирующего кристалла. В усовершенствованном усилителе полоса пропускания может быть расширена до 1000 мегагерц.

Импульсно-кодовая модуляция (ИКМ) на практике оказалась наиболее удобной для модуляторов света. Ее преимущество в том, что глубина модуляции не обязательно должна быть строго пропорциональна модулирующему электрическому сигналу, как в обычной АМ. Так как в ИКМ информация выражается в виде наличия или отсутствия светового импульса, такая передача менее подвержена влиянию оптического «шума», сопровождающего сигнал. Третье ее преимущество в том, что с по-

мощью ИКМ легче передавать в одном и том же луче света одновременно различную независимую информацию, так чтобы обеспечить несколько телевизионных, телефонных или вычислительных каналов в одном луче. Такой механизм одновременной передачи различной информации в одном луче называется многократным.

В модуляторе на танталате лития, примененном для ИКМ, на кристалл подается последовательно ряд импульсов напряжения, каждый из которых может изменить направление поляризации на 90° по отношению к поляризации на входе. Такой сигнал отклоняется поляризационной призмой, образуя последовательность выходных импульсов. Итак, кристалл действует подобно переключателю с двумя положениями: включено и выключено. Хотя прибор может модулировать непрерывный лазерный луч, но им более удобно модулировать свет, состоящий из регулярной последовательности импульсов, синхронизованных с модулятором, длительность которых меньше интервала между ними. Модулятор действует как затвор для этих импульсов, пропуская одни и задерживая другие.

Дополнительную информацию можно ввести в последовательность импульсов «мультиплексно во времени», если разделить лазерный луч на два и каждый промодулировать отдельно (см. рис. 3). Один из лучей запаздывает во времени относительно другого, а затем обе последовательности импульсов снова совмещаются в одном луче. Чем у́же импульсы по сравнению с первоначальным интервалом между ними, тем больше можно получить разделенных лучей, промодулировать каждый из них, разделить их во времени и снова объединить в один. Тогда это позволит передать больше информации. Процедура «демультиплексирования», показанная в правой части рис. 3, по существу является обратной этому процессу.

Модулятор на танталате лития уже выполняет операции объемом 224 миллиона бит в секунду. С использованием пульсирующего гелий-неонового лазера для четырехкратного мультиплексирования можно увеличить скорость передачи информации в четыре раза. Возможны, по-видимому, и бо́льшие скорости, если использовать лазеры с еще более короткими импульсами.

Все упомянутые до сих пор кристаллы являются диэлектриками, т. е. не проводят электрический ток. Существуют, однако, другие кристаллы, обладающие значительным электрооптическим эффектом, но проводящие ток, если они находятся под напряжением. Использование их в широкополосных модуляторах требует слишком большого потребления энергии. Один кристалл такого типа — это фосфид галлия, полупроводник, в котором осуществляется эффект Поккельса. Ф. К. Рейнхарт и автор обнаружили, что можно использовать электрическое поле, существующее в p—n-переходе»*) фосфида галлия. p—n-переход — это потенциальный барьер для тока; он играет основную роль в полупроводниковых диодах и транзисторах. Электрическое поле этого потенциального барьера необходимо существует даже в отсутствие напряжения, приложенного к p—n-переходу. Если приложить напряжение в обратном направлении, то никакого тока не будет, но электрическое поле внутри перехода возрастет. Оно может достичь почти миллиона вольт на сантиметр; это очень сильное поле по сравнению с теми полями, которые выдерживают большие кристаллы. Наличие столь большого электрического поля может в свою очередь привести к сильному эффекту Поккельса.

---

*) По историческим причинам слой кристалла, в котором происходит p — n-переход, сам называется «p — n-переходом». (*Прим. ред.*)

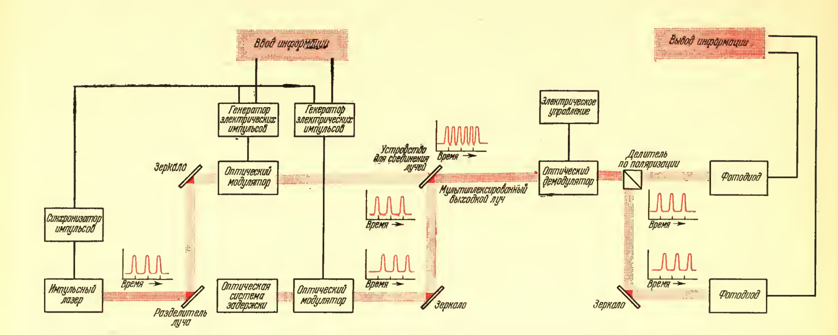


Рис. 3. В системе оптической связи, основанной на импульсно-кодовой модуляции лазерных лучей, можно использовать принцип «мультиплексирования»: одновременной передачи различной информации в одном луче. В процессе мультиплексирования (слева) луч лазерных импульсов расщепляется и каждая его часть модулируется независимо. Один луч проходит через систему оптической задержки, а затем оба луча соединяются снова. Таким способом емкость информации пучка удваивается. Если длительность импульсов лазера мала по сравнению с промежутком между ними, эту операцию можно повторить многократно. В процессе демультиплексирования (справа) демодулятор изменяет поляризацию чередующихся импульсов света, которые затем разделяются с помощью разделительной призмы. Затем фотодиоды детектируют обе последовательности импульсов. Модуляторы состоят из выходных поляризаторов и электрооптических кристаллов; демодуляторы — тоже электрооптические кристаллы.

Однако при этом возникает новая проблема. Ширина слоя $p—n$-перехода, в котором поле столь огромно,— меньше десятитысячной доли сантиметра. Это означает, что лазерный луч, который необходимо промодулировать, надо чрезвычайно точно сфокусировать в слой, чтобы он проходил через эту тонкую, не толще листа бумаги, область. Хуже того, из-за дифракции света (присущего лучу света стремления расширяться) можно было предполагать, что окажется невозможным удержать его в области с высоким электрическим потенциалом, где имеет место эффект Поккельса. Однако в данном случае природа приходит на помощь: по еще не вполне понятным причинам возникает эффект «светопровода», при котором луч сам удерживается в области высоких полей.

В обычном светопроводе, таком как, например, гибкий пластиковый стержень, рассеянию света препятствует полное внутреннее отражение

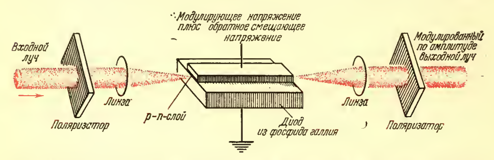


Рис. 4. Модулятор на $p — n$-переходе использует электрооптический эффект в полупроводниковых кристаллах. Поскольку $p — n$-слой — чрезвычайно тонкий, необходима тщательная фокусировка лазерного луча. Для увеличения электрического поля в переходе к нему приложено дополнительное смещающее поле в обратном направлении, а модулирующее напряжение приложено поверх этого поля. Поляризаторы расположены под углом 90° друг к другу.

от боковых стенок. В слое $p—n$-перехода «светопровод» имеет в качестве стенок две параллельные плоскости, а не цилиндрическую поверхность. Такая конфигурация называется плоским волноводом.

Наша схема устройства аналогична другим электрооптическим модуляторам, за исключением узости электрооптической области и необходимости в линзах для фокусирования света в нее и вывода из нее (см. рис. 4). Следует еще напомнить, что этот модулятор имеет чрезвычайно малые размеры, поскольку длина $p—n$-перехода — около одного миллиметра. Другая его особенность в том, что фосфид галлия — оранжевый кристалл и является прозрачным только для тех длин волн, которые находятся в зеленой, желтой, оранжевой, красной и близкой инфракрасной областях спектра. Тем не менее, это область включает наиболее известные лазерные длины волн.

Хотя модулятор на $p—n$-переходе еще не настолько разработан, как модулятор на танталате лития, он достаточно изучен с точки зрения его возможностей и ограничений. Ограничение возможностей модуляции возникает из-за рассеяния мощности в кристаллическом диоде. Это рассеяние в свою очередь объясняется зарядом и разрядом емкости слоя через сопротивление массы кристалла. Рассеяние мощности налагает ограничение на величину произведения ширины полосы модуляции и приложенного к кристаллу напряжения, что определяет глубину модуляции. Кроме того, емкость слоя и сопротивление кристалла также определяют эффективный верхний предел частоты модуляции, который называется пороговой частотой.

Был изготовлен диодный модулятор с пороговой частотой 7000 мегагерц. Это устройство с полуторамиллиметровым диодом способно промодулировать красный свет гелий-неонового лазера с 80%-ной глубиной, и при этом рассеивается мощность всего лишь 1,5 милливатта в полосе пропускания 1 *Мгц*. В нынешнем варианте установки рассеивается около 150 милливатт; это дает полосу пропускания до 100 *Мгц*.

Усовершенствование установки, при котором будет допустимо большее тепловое рассеяние, а также некоторые улучшения самого p—n-перехода, по-видимому, расширят полосу пропускания. Если свет пройдет через p—n-переход дважды, как это сделано в модуляторе на танталате лития, полоса пропускания может быть расширена в четыре раза при той же самой рассеиваемой мощности. Все эти усовершенствования еще нуждаются в доработке.

Хотя диодный модулятор на фосфиде галлия работает на всех длинах волн от зеленых до инфракрасных, его эффективность модуляции меньше в длинноволновой части спектра. Для зеленого света он более эффективен, чем для красного, а инфракрасный свет он модулирует еще хуже. Поэтому ясно, сколь необходимы различные модуляторы света: ни один модулятор не способен быть одинаково оптимальным во всем спектре. Например, магнитооптический модулятор, описанный ниже, более пригоден для близкого инфракрасного света, чем модуляторы на диоде из фосфида галлия или на танталате лития.

Я уже упоминал, что магнитооптические эффекты в кристаллах — достаточно быстродействующие, чтобы использовать их в широкополосных модуляторах света. Недавно Р. С. Лекроу из лаборатории компании «Белл» построил такой модулятор, используя эффект Фарадея. Эффект Фарадея — это вращение плоскости поляризации световой волны, проходящей через вещество в направлении, параллельном внешнему магнитному полю. Он имеет место в газах, жидкостях и твердых телах. Он назван так по имени Майкла Фарадея, открывшего этот эффект в стекле в 1845 году.

Вращение плоскости поляризации света — явление, совершенно отличное от описанного выше превращения линейной поляризации в эллиптическую. В среде, в которой осуществляется эффект Фарадея, при прохождении света сохраняющимися являются два состояния поляризации: правая и левая компоненты поляризованного по кругу света. В этом состоит отличие от обсуждавшейся выше двулучепреломляющей среды, где сохраняется линейная поляризация. Когда линейно поляризованная световая волна входит в среду, где действует эффект Фарадея, она выступает как комбинация двух право- и левополяризованных волн с одинаковой амплитудой. В намагниченной среде эти два состояния с круговой поляризацией распространяются с разными скоростями. Возникновение разности фазы между ними в результате этого приводит к тому, что при сложении их образуется состояние с линейной поляризацией, в котором плоскость поляризации повернута относительно ее первоначальной ориентации. Величина поворота пропорциональна компоненте магнитной индукции в направлении распространения. Эту компоненту можно изменить, меняя величину внешнего магнитного поля. В итоге поворот плоскости поляризации может быть преобразован в амплитудную модуляцию, если пропустить луч через поляризатор.

Для эффективной работы магнитооптического модулятора требуется вещество, в котором угол фарадеевского вращения, отнесенный к единице оптических потерь на поглощение, максимален. Это отношение велико

только в ферромагнитных материалах. До недавнего времени лишь одно вещество в этом отношении было наиболее подходящим: это кристалл трибромида хрома, который был исследован Дж. Ф. Диллоном мл. в лаборатории компании «Белл». Однако для практического применения этот кристалл имеет крупнейший недостаток: его надо охлаждать до температуры порядка нескольких градусов по абсолютной шкале для того, чтобы в нем проявлялись его магнитные свойства.

Недавно в магнитном кристалле железо-иттриевого граната (ЖИГ) была открыта область с чрезвычайно высокой прозрачностью в близкой инфракрасной части спектра. Ввиду низких оптических потерь в этой области отношение фарадеевского вращения к оптическим потерям в этом кристалле по крайней мере в 30 раз выше, чем в трибромиде хрома. Кроме того, ЖИГ может работать при комнатных температурах. Далее, он применяется в высокочастотном модуляторе (рис. 5) благодаря минимальности внутреннего нагревания, всегда происходящего в любом ферромагнитном материале из-за быстрого изменения магнитных полей. Область

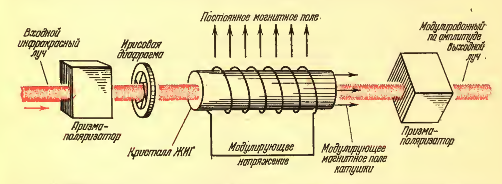


Рис. 5. Магнитооптический модулятор работает на основе эффекта Фарадея: вращения плоскости поляризации световой волны при ее прохождении в среде в направлении, параллельном внешнему магнитному полю. В этом модуляторе плоскость поляризации света инфракрасного лазера вращается кристаллом железо-иттриевого граната (ЖИГ). Величина угла поворота определяется модулирующим магнитным полем, направленным вдоль оси стержня ЖИГ. Вторая призма превращает модуляцию поляризации в амплитудную модуляцию.

прозрачности в ЖИГ — это близкие инфракрасные длины волн между 12 000 и 45 000 ангстрем. Для модулятора наиболее эффективен коротковолновый конец этой области. ЖИГ — это синтетический непроводящий кристалл, обладающий ферромагнитными свойствами. Он имеет такую же кристаллическую структуру, как и многие разновидности драгоценных природных гранатов. Его получили в 1956 году два французских ученых Ф. Берто и Ф. Форра.

Магнитооптический модулятор, сделанный Лекроу, был применен для модуляции света гелий-неонового лазера на длине волны 15 200 ангстрем. Эта длина волны была выбрана для исследования, так как она находится вблизи коротковолновой части области с высокой прозрачностью, а также потому, что к этой длине волны чувствительны быстродействующие германиевые фотодиодные детекторы. После прохождения через поляризатор луч направляется на ирисовую диафрагму, которая используется для ограничения диаметра луча при его прохождении через стержень кристалла ЖИГ длиной 1 *см* (см. рис. 6). В окончательном варианте прибора в нем будут использованы линзы, чтобы избежать потерь света.

Постоянное магнитное поле прилагается перпендикулярно оси стержня. Величина поля достаточна, чтобы вызвать магнитное насыщение кристалла ЖИГ. Это означает, что все магнитные векторы различных «доменов» в кристалле одинаково повернуты вдоль направления постоянного

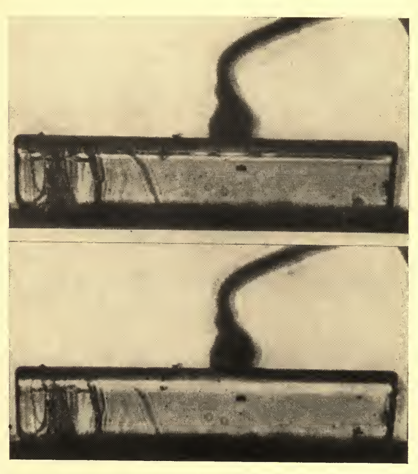


Рис. 6. Здесь показано, как модулированный лазерный луч тонким пластом проходит через $p-n$-слой диода на фосфиде галлия. Эти микрофотографии отвечают состояниям модуляции диода «включено» и «выключено», как их видно через поляризатор после выхода луча иа диода. На вход сфокусирован свет дуговой ртутной лампы. В состоянии «выключено» (вверху) к диоду не приложено смещающего напряжения, и череа слой проходит очень мало света. В состоянии «включено» (внизу) к диоду через контакт сверху приложено дополнительно «обратное» смещение, и через слой проходит больше света.

магнитного поля. Ток, протекающий в катушке, окружающей кристалл ЖИГ, создает дополнительное магнитное поле, параллельное оси стержня. Это дополнительное поле «прижимает» намагниченность к оси. Результирующая компонента намагниченности вдоль оси стержня и вызывает фарадеевское вращение. Следовательно, изменение магнитного поля, создаваемое катушкой вокруг стержня ЖИГ, меняет величину фарадеевского вращения. Второй поляризатор, помещенный за выходным торцом стержня ЖИГ, снова превращает модуляцию поляризации в амплитудную модуляцию. Хотя этот поляризатор можно ориентировать про-

извольно, максимум линейной модуляции получается, если его ось находится под углом 45° к оси первого поляризатора.

Полная эффективность магнитооптического модулятора еще более повышается при помощи следующих двух усовершенствований. Во-первых, стержень ЖИГ вырезается из кристалла с определенной ориентацией относительно его кристаллических осей. После такой операции вектор намагниченности легче «прижать» к оси стержня, как это и требуется, и его направление труднее отклонить от оси. Во-вторых, было обнаружено, что если в кристалл ЖИГ вводить немного галлия во время выращивания кристалла, то это чрезвычайно уменьшает намагниченность насыщения, которой пропорциональна расходуемая в модуляторе мощность. При этом нет заметного снижения способности кристалла проявлять эффект Фарадея.

После двух этих усовершенствований ЖИГ-модулятор смог давать 20%-ную амплитудную модуляцию в полосе частот 200 мегагерц при потребляемой мощности меньше чем 0,1 ватт. Пропустив инфракрасный свет через ЖИГ дважды, как было сделано в модуляторе на танталате лития, получили 40%-ную амплитудную модуляцию. Очень ценно при этом также и то, что модулятор на ЖИГ можно, если это потребуется, использовать для работы в режиме ИКМ.

Хотя три вышеописанных модулятора — наиболее перспективные из имеющихся ныне, во многих лабораториях активно продолжают другие разработки. Выше упоминалось использование ультразвуковых колебаний в кристалле в качестве модулирующего механизма. Еще одна идея состоит в том, чтобы модулировать свет внутри самого лазера, а не вне его. Гюрс и Мюллер в лаборатории Сименс и Хальске, например, выполнили очень интересные эксперименты с модулятором такого типа. Только время покажет, какие модуляторы в конце концов будут использованы в оптических системах связи, но уже сейчас вполне ясно, что проблема модулятора будет успешно решена.

Э. Лейт и Ю. Упатникс

ФОТОГРАФИЯ В ЛУЧАХ ЛАЗЕРА

(ИЮНЬ 1965 г.)

Высококогерентный свет лазера используется для совершенно нового способа фотографирования. Светочувствительная пленка запечатлевает не столько изображение предмета, сколько сами световые волны.

Оптические принципы в фотографии мало изменились за последние 100 лет, несмотря на постоянное усовершенствование техники фотографирования и изобретение новых фотоматериалов. По существу, фотографический процесс состоит в регистрации освещенной объемной сцены в виде ее двумерного изображения на светочувствительной поверхности.



Рис. 1. Обычная фотография была сделана при освещении шахматной доски и группы шахмат нормальным некогерентным светом с «записью» двумерного изображения сцены на фотопленку. Свет, отраженный от шахмат, сфокусирован на пленке линзой камеры.

Свет, отраженный от предметов сцены, фокусируется на чувствительной поверхности каким-либо устройством, создающим изображение, например, сложным рядом линз, или просто крошечным отверстием в непрозрачном экране (рис. 1).

В этой статье говорится о совершенно ином принципе фотографической оптики. Изобретенный 20 лет назад процесс, который можно назвать «фотографирование с помощью восстановления фронта волны», регистрирует не изображение предмета (фотографирование), а сами отраженные

световые волны. Эта фотограмма (см. рис. 2), которая выглядит как мешанина пятнышек, шариков и завитушек, называется голограммой; на ней нет и сходства с объектом, однако она содержит с помощью некоего



Рис. 2. Голограммная запись сцены, показанной на рис. 1, была сделана на первом этапе процесса фотографии на основе восстановления фронта волны. Видимая структура голограммы не имеет никакого отношения к реальным изображаемым предметам, но тем не менее содержит больше информации о сцене, чем обычная фотография. Голограммы, помещенные в этой статье, были сделаны Альбертом Фрисеном из Мичиганского университета.



Рис. 3. Это восстановленное изображение было сделано с помощью направленного сквозь голограмму пучка лазера. Восстановленные волны затем прошли через линзу и сфокусировались, формируя таким образом изображение действительной сцены, хотя шахматы давно были убраны.

оптического кода всю информацию о предмете, которая содержалась бы на обычной фотографии, плюс добавочная информация, которую можно получить только этим новым способом.

Создание понятного, четкого изображения на основе голограммы называется процессом восстановления (рис. 3). На этом этапе «пойман-



Рис. 4. Фотографическое оборудование, использованное на первом этапе процесса восстановления фронта волны, было сфотографировано в лаборатории Мичиганского университета. Луч лазера выходит справа сверху и тут же проходит сквозь две стеклянные пластинки, частично отражающие и частично пропускающие свет. Отраженные части луча вновь отражаются от двух зеркал (внизу слева и справа) перед тем, как осветить шахматную доску (в центре). Пропущенная часть луча, называемая опорным лучом, отражается другим зеркалом (вверху слева) и затем прямо попадает на пластинку голограммы (похожий на бутерброд предмет внизу в центре). Каждый луч проходит через линзу микроскопа, которая уширяет луч, но не влияет на его ценные когерентные свойства.

ные» волны считываются с голограммы и распространяются далее, как бы не замечая промежутка времени, вычеркнутого из их истории. Восстановленные волны неотличимы от первоначальных и способны продемонстрировать любой феномен, характерный для первоначальных волн. Например, их можно пропустить сквозь линзы и сфокусировать так, что получится изображение первоначального предмета, невзирая на то, что предмет давно убран! Если восстановленные волны попадают в глаза наблюдателя, то их действие одинаково с действием первоначальных волн: наблюдатель видит все, что он способен разглядеть в настоящей объемной сцене, включая параллакс (кажущееся смещение предметов, наблюдаемых с различных направлений) и многие другие эффекты, свойственные нормальному «видению».

Процес восстановления фронта волны был открыт в 1947 году Дэннисом Габором из «Империэл Колледж» в Лондоне. В последующие годы Габор систематически совершенствовал этот метод, особенно стремясь применить его в электронной микроскопии. Другие ученые тоже внесли значительный вклад — особенно Хуссейн Эль-Сум и Поль Киркпатрик из Стрэнфордского университета. Однако отсутствие подходящего источника когерентного света (т. е. света, все волны которого в фазе) ограничивало их возможности. Изобретение лазера в 1960 году открыло путь новым успехам в области фотографирования методом восстановления фронта волны. Авторам статьи удалось получить в лаборатории Мичиганского Университета трехмерные (объемные) голографические изображения высокого качества, используя газовый лазер как источник когерентного света, а также ряд новых приемов (рис. 4). Возрождению интереса к возможным использованиям столь интригующего фотопроцесса способствовал результат этой работы, а также неисследованные еще возможности лазера как источника когерентного света.

Оптические методы фотографирования на основе восстановления фронта волны в корне отличаются от обычных методов в трех основных пунктах. Как и в обычной фотографии, свет от освещенного объекта, отражаясь от него, попадает на фотопластинку. Однако, в отличие от обычной фотографии, никакое изображение здесь не формируется, поскольку здесь не используется ни линза, ни другие устройства, предназначенные для этой цели. Вместо этого свет, отраженный от каждой точки объекта, попадает на всю поверхность фотопластины; и обратно, каждая точка пластинки получает свет, отраженный от всего объекта (см. рис. 5 справа вверху). Вторым отличием от обычной фотографии является использование когерентного света для освещения объекта; и третьим — использование зеркала для отражения части луча когерентного света прямо на пластинку, обходя объект. Этот луч называется «опорным» и с помощью эффектов интерференции «проявляет» волновую картину света, достигшего пластинки от объекта. Фотопластинка регистрирует именно эту интерференционную картину.

Отраженные световые волны, как и всякие волны, описываются их амплитудой (или интенсивностью) и фазой (или частотой). В случае точечного отражателя волны распространяются от него в форме концентрических расширяющихся сфер, называемых волновыми фронтами (рис. 6). Эти сферические волны суть трехмерный аналог круговых волн, образующихся на гладкой водной поверхности от брошенного камешка. Если отражающий объект не точечный, а представляет собой сложную фигуру, его можно рассматривать как совокупность большого числа точек. Результирующую волновую картину света, отраженного от поверхности объекта,

можно считать суммой многих наборов сферических волн; каждый из наборов является концентрическим по отношению к точке образования (см. рис. 7). Точная форма конфигурации волны, отраженной от объемного и несимметричного объекта, очень сложна, и мы не можем детально описать ее на страницах этой статьи.

Центральная проблема фотографии на основе восстановления фронта волны — это регистрация этой сложной, несущей информацию волновой картины такой, какой она существует в данной плоскости в определенный

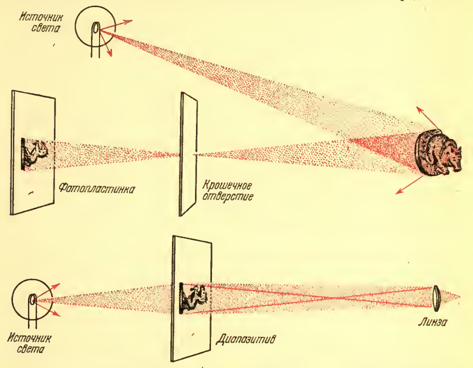


Рис. 5а. На этом рисунке схематически показано обычное фотографирование. Обычное фотографирование состоит из «записи» освещенного трехмерного объекта в виде двумерного изображения на светочувствительной поверхности (верхняя часть рисунка). Свет, отраженный от объекта, фокусируется на поверхности с помощью какого-либо формирующего изображения устройства, которым может служить просто крошечное отверстие в непрозрачном экране. Когда обычный когерентный свет проходит сквозь диапозитив (фотопластинку с изображением, нижняя часть рисунка), глаз видит только неподвижное двумерное изображение оригинального объекта.

момент времени. Снимок как бы «замораживает» волновую картину. Она останется замерзшей, пока кто-нибудь не «оживит» ее, так чтобы волны можно было считывать со снимка. Чтобы полностью уловить волновую картину снимка, должны быть зарегистрированы и амплитуда, и фаза волн. Регистрация амплитуды волн не представляет серьезной трудности: обычная фотопленка регистрирует амплитуду путем соответствующего ей почернения фотоэмульсии. Однако эмульсия совершенно нечувствительна к соотношениям фаз. Поэтому требуется соответствующее устройство, способное превратить эти соотношения в эффекты, которые способна воспринять фотопластинка.

В фотографии на основе восстановления фронта волны удается сделать соотношения фаз видимыми на фотопластинке при помощи метода интерферометрии, стандартного и давно испытанного способа превраще-

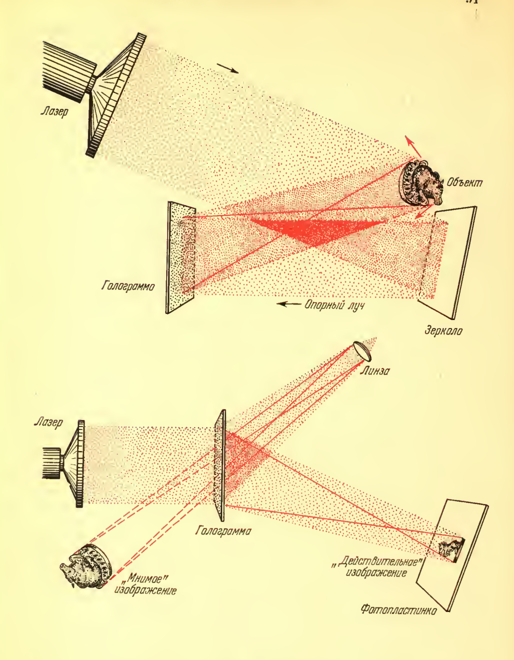


Рис. 56. На этом рисунке схематически показано фотографирование на основе восстановления фронта волны. Изображение (верхняя часть рисунка) не формируется, поскольку нет линз и других формирующих изображение устройств. При этом каждая точка объекта посылает свет на всю голограмму. Опорный луч с помощью интерференционных эффектов порождает видимое воспроизведение волновой картины света, отраженного от объекта и попавшего на голограмму. На стадии воспроизведения (нижняя часть рисунка) голограмма освещена коллимированным лучом монохроматического света, и дифракционные волны «первого порядка», исходящие от дифракционной решетки голограммы, порождают два изображения. Один дифракционный порядок состоит из волн, которые, будучи отражены обратно к источнику света, как бы исходят из кажущегося объекта, расположенного там, где находился оригинальный объект. Говорят, что эти волны порождают «мнимые» изображения. Другие волны первого порядка сопряжены первоначальным. Они порождают «действительное» обратное изображение, которое может быть «записано» непосредственно, без участия линз, а просто путем помещения фотопластинки в месте изображения.

ния фазовых соотношений в соответствующие амплитудные соотношения. Сначала мы опишем этот процесс для сравнительно простого случая, когда два коллимированных луча света, волновые фронты которых представляют собой последовательные плоскости, перпендикулярные направлению лучей, взаимодействуя, образуют характерную интерференционную картину. В соответствии с характером их волновых фронтов эти волны называются плоскими.

Когда две плоские волны от одного источника падают под разными углами на непрозрачную поверхность, они образуют на ней ряд одинаковых параллельных интерференционных полос. Расстояние между полосами зависит исключительно от угла между волнами. К некоторым участкам поверхности волны подходят в фазе, и их амплитуды складываются, в результате чего интенсивность света больше, чем от каждой волны в отдельности. Этот процесс называется конструктивной интерференцией, и именно благодаря ей образуются светлые полосы интерференционной картины. К другим местам поверхности волны подходят в противофазе и гасят друг друга. В точности полное погашение волн происходит в случае их одинаковой амплитуды. Этот процесс называется деструктивной интерференцией, и именно он образует темные полосы в интерференционной картине. Когда же волны, подходящие к поверхности, находятся ни в фазе, ни в противофазе, световая интенсивность и соответствующий тон полосы варьируются между этими крайними значениями. На фотограмме такая интерференционная картина выглядит как решетка, которую можно считать двумерным аналогом синусоидальной волны от электрического осциллятора. Важность этой аналогии состоит в том, что как электричекзую волну можно промодулировать, чтобы она служила носителем информации (скажем, о звуке), так и полученная интерференционным путем волновая картина может быть промодулирована, чтобы служить носителем информации, о световых волнах, порождающих ее.

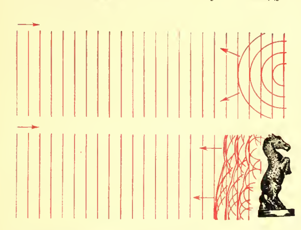


Рис. 6. Световые волны отражаются от точечного рассеивателя (вверху) в виде ряда концентрических расширяющихся сфер (с центром в точке их образования), называемых волновыми фронтами. Если отражающий объект имеет сложную форму (внизу), то его можно рассматривать как набор большого числа точек, а результирующая волновая картина, отраженная от поверхности объекта, может рассматриваться как сумма большого количества таких наборов сферических волн, причем каждый из наборов концентричен относительно точки его образования. Основной задачей фотографирования на основе восстановления фронта волны является «запись» картины такой, как она есть в данный момент времени.

Модуляция несущей волны любого вида может быть достигнута несколькими способами. Наиболее известные и часто используемые — это амплитудная модуляция (АМ) и частотная модуляция (ЧМ). При амплитудной модуляции информация вкладывается в несущую волну с помощью изменения амплитуды этой волны в соответствии с каким-либо низкочастотным волновым процессом (см. рис. 8). При частотной модуляции амплитуда несущей волны остается постоянной, но расстояние между

гребнями волн становится переменным. Этот эффект можно описать как изменение частоты: при некоторых положениях волны сжаты, и частота соответственно увеличивается, тогда как при других положениях гребни волн растягиваются, и частота уменьшается. Этот тип модуляции можно описать иначе, как фазовую модуляцию, поскольку в каждое данное время фаза, или соответствующие положения гребней и впадин по отношению к определенной стационарной точке, отличается от того, какой она была бы при отсутствии модуляции. (Несмотря на то, что фазовая и частотная модуляции не совсем идентичны, техническими различиями здесь можно пренебречь.)

Если нерегулярная волновая картина, полученная при отражении от сложного объекта, интерферирует с плоской волной, то полученная интерференционная картина будет уже иметь нерегулярность, которая соответствует нерегулярности падающих волновых фронтов. В тех местах, где несущие волны имеют наибольшую амплитуду, интерференционные полосы наиболее контрастны, в то время как волны с небольшой амплитудой дают интерференционные полосы низкой контрастности. Таким образом, изменения амплитуды волн, отраженных от объекта, порождают соответствующие изменения контрастности на фотоснимке интерференционной картины.

Как мы уже отметили, расстояние между полосами зависит от угла между несущими волнами и опорными волнами. В места, где несущие волны составляют большой угол с опорными волнами, получается сравнительно ясная интерференционная картина. В местах с меньшими углами интерференционная картина смазана. Пзтому изменение фаз несущих волн порождает соответствующие изменения в расстоянии между полосами на фотограмме. Короче, мы отметили два важных положения: и амплитуду, и фазу несущих волн можно сохранить, соответственно, как модуляцию расстояния и контрастности на снимке интерференционных полос. Можно зарегистрировать всю информацию отраженных от объекта волн на интерференционной решетке, полученной в результате интерефенции этих волн с плоской волной, падающей наклонно.

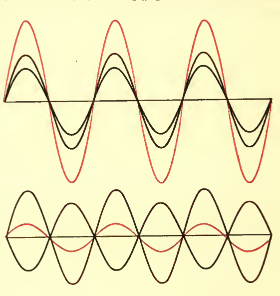


Рис. 7. Здесь изображены два типа интерференции световых волн. Если две волны разной амплитуды падают на записывающую поверхность в фазе (вверху), то их амплитуды складываются и порождают свет большей интенсивности (красная кривая на верхнем рисунке), чем каждая волна в отдельности. Этот процесс называется конструктивной интерференцией, и ему соответствуют светлые полосы интерференционной картины. Если световые волны падают в противофазе (внизу), то их амплитуды стремятся уравновесить друг друга. Этот процесс называется деструктивной интерференцией, и ему соответствуют темные полосы интерференционной картины.

Голограмма, сделанная только что описанным способом, по своим свойствам имеет много общего с решеткой, полученной на специальной

машине. Однако имеются важные отличия, и одним из самых важных является неравномерность щелей голографической решетки, в противоположность точной равномерности, достигаемой на высококачественных решетках. В то время как неравномерности, случайно образованные плохо налаженной машиной, создают фальшивые спектральные линии, названные «ду́хами», специально сделанные неравномерности в голограмме образуют, в процессе восстановления, завершенное, хорошо очерченное изображение.

Когда решетка, состоящая из равномерно расположенных темных и прозрачных штрихов, освещена коллимированным лучом монохроматического света, то образуется набор плоских волн, порожденных взаимодействием света с решеткой (см. рис. 9 справа). Эти плоские волны направлены под разными углами, которые зависят от расстояния между штрихами решетки. Волна «нулевого порядка» распространяется в том же направлении, что и падающая волна, и ее можно рассматривать как падающую волну с учетом поглощения. Вдобавок имеются две дифракционные волны «первого порядка», расположенные по обе стороны волны нулевого порядка. За ними появляются волны второго, третьего и более высоких порядков.

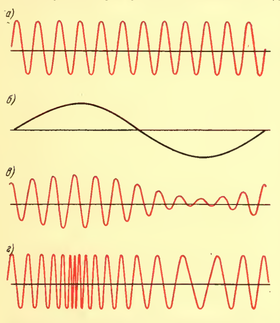


Рис. 8. Волны используются для переноса информации различным образом, но наиболее известные и чаще используемые способы — это амплитудная модуляция (АМ) и частотная, или фазовая, модуляция (ЧМ). При амплитудной модуляции (в) информация модулирует несущую волну (а) при помощи изменения амплитуды последней в соответствии с некоторой низкочастотной волной (б). При частотной модуляции (г) амплитуда несущей волны останется постоянной, но расстояние между «горбами» меняется.

Образование этих волн можно легко объяснить, считая прозрачные штрихи первичными источниками, каждый из которых испускает цилиндрическую волну (рис. 10). Эти элементарные волны усиливают друг друга в определенных направлениях, порождая таким образом различные дифракционные порядки. Направления усиления получаются с помощью проведения касательных линий к фронтам различных элементарных волн. Волна нулевого порядка образуется как сочетание всех волновых фронтов, возникших одновременно, поэтому они равноотстоят от поверхности решетки. Волна нулевого порядка и получается путем проведения касательной линии ко всем этим соответствующим фронтам цилиндрических волн. Эта волна идет параллельно поверхности решетки. Одна из волн первого порядка строится с помощью комбинации элементарного волнового фронта от одной щели с предыдущим волновым фронтом от соседней, затем с еще более ранним волновым фронтом от следующей соседней щели, и так далее. Другая волна первого порядка строится таким же способом, но в противополож-

ном направлении. Дифракционные волны второго порядка строятся с помощью комбинирования волновых фронтов, отстоящих на две длины волны, и так далее. Из этого метода построения видно, что чем ближе расположены линии решетки, тем больше угол дифракции.

Когда расстояния между штрихами решетки неодинаковы, т. е. когда штрихи в одних ее частях расположены плотнее, чем в других, локальные

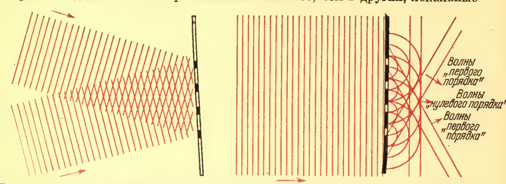


Рис. 9. Одинаковые, параллельные полосы получаются при интерференции двух плоских волн, исходящих из одного источника и падающих под разными углами на непрозрачную поверхность (слева). Расстояние между полосами зависит исключительно от угла между волнами. Когда дифракционная решетка освещена лучом когерентного света (справа), то от взаимодействия света с решеткой получается множество плоских волн. Волна «нулевого порядка» распространяется в том же направлении, что и «падающая» волна, и ее можно рассматривать как ослабленную первоначальную. По бокам от двух волн «первого порядка» возникают волны второго, третьего и более высокого порядков.

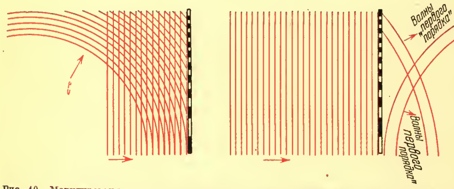


Рис. 10. Модулированные полосы получаются при интерференции плоской волны и «неправильной», в данном случае цилиндрической, волны (слева). Там, где угол между фронтом плоских и фронтом искривленных волн большой, интерференционная картина ясная, четкая; там, где угол маленький, — интерференционная картина смазана. При освещении лучом когерентного света модулированная интерференционная картина ведет себя как несовершенная дифракционная решетка, порождая искривленные дифракционные волны (справа). Расходящиеся дифракционные волны первого порядка порождают мнимое изображение исходного объекта. Сходящиеся дифракционные волны первого порядка дают действительное изображение объекта.

изменения в расстоянии порождают соответственные локальные изменения в направлении дифракционных волн. Аналогично, локальные изменения контрастности, или амплитуды, полос порождают локальные изменения амплитуды, или интенсивности, дифракционных волн. Таким образом, возмущение фронта дифракционной волны связано простым и предсказуемым образом с неравномерностями как в расстоянии, так и в контрастности, интерференционных полос голограммы.

Однако читатель должен помнить, что эти нерегулярности интерференционной картины были порождены локальными изменениями амплитуды и направления фронтов несущих волн, падающих на фотопластинку для записи голограммы. Здесь мы сталкиваемся со своего рода обратимостью: искривления фронтов дифракционных волн нерегулярностями интерференционной картины представляют собой в точности те же искривления первоначального волнового фронта, которые порождают нерегулярности интерференционной картины. Например, как было упомянуто в связи с образованием голограммы, места, где фронты несущих волн составляют наибольший угол с фронтом опорных волн, соответствуют наиболее плотно расположенным интерференционным полосам. Эти места решетки голограммы, в свою очередь, дифрагируют свет под бо́льшими углами. Действительно, способ построения дифракционных порядков дифракционной решеткой голограммы по существу обратен процессу построения интерференционной картины, записанной на голограмме. Сходство этих двух процессов на самом деле основано на гораздо более строгих соображениях, чем мы здесь описали, и является ключом, лежащим в основе процесса восстановления волновых фронтов. Оба набора порожденных голограммой дифракционных волн первого порядка являются точной копией волн, исходящих от первоначального объекта. Эти волны, распространяясь от голограммы, ведут себя во всех отношениях так, как вели бы себя первоначальные волны, если бы их ход не был прерван поставленной на их пути фотографической пластинкой. Линза, помещенная на пути дифракционных волн, может их сфокусировать, тем самым формируя изображение исходного объекта, даже если его уже давно нет.

Обе волны первого порядка имеют одно серьезное различие. Один дифракционный порядок состоит из волн, которые как бы исходят от кажущегося объекта, помещенного в том месте, где находился исходный объект. Мы говорим, что эти волны порождают «мнимое» изображение, подобное мнимому изображению, видимому в зеркале. Волны от другого первого порядка тоже являются точными копиями первоначальных волн, за исключением того, что они сопряжены им: первоначально расходящиеся сферические волны от точечного объекта превращаются в сходящиеся сферические волны. Эти волны порождают действительное изображение, которое можно сфотографировать непосредственно, без линз, путем помещения фотопластинки в месте изображения.

Голограммы и изображения, которые с них считываются, имеют много любопытных и захватывающих свойств. Например, голограмма на рисунке 2 совсем невразумительна и не содержит в себе никаких намеков на изображение, заключенное в ней. Беглый взгляд на нее вводит в искушение отождествить видимые структуры (круги, пятнышки и т. д.) с некоторыми частями объекта. Такое отождествление в корне неверно. Видимые структуры к изображению не имеют никакого отношения и образованы частичками пыли и другими неоднородностями на зеркале, образующем опорный луч. Относящаяся к делу информация, записанная на голограммной пленке, может быть видна только при увеличении и состоит из крайне нерегулярной интерференционной картины, которая не имеет видимой связи с объектом. Совсем невероятно, что кто-нибудь сможет научиться интерпретировать голограмму визуально, не восстанавливая изображения.

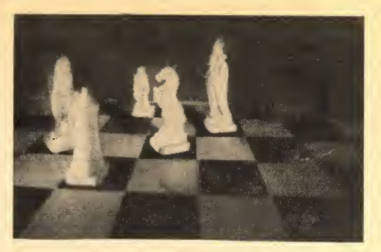
Однако когда голограмма помещена в луче когерентного света, неожиданно появляются изображения, таящиеся в ней. Тождество между восстановленными волнами и первоначальными волнами, упавшими на пластинку, когда делалась голограмма, означает, что изображение, читае-

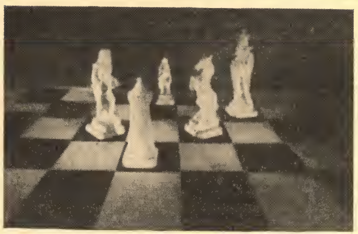
мое с голограммы, внешне не должно отличаться от исходного объекта. Фактически это тождество осуществлено. Мнимое изображение, например, которое можно увидеть, глядя сквозь голограмму как в окно, предстает по-настоящему объемным. Этот эффект объемности достигается без всякого использования стереофотографической пары и без нужды в таких устройствах, как стереоскоп.

Для изображения характерна дополнительная реальность, которой нет даже в обычных стереоскопических фотографиях. Например, если наблюдатель меняет положение, то перспектива картины меняется, так же как при наблюдении предметов в действительности. Для далеких и близких предметов проявляется эффект параллакса (рис. 11): если объект переднего плана заслоняет собой объект заднего, то наблюдатель может, переместив голову, заглянуть за заслоняющий объект и увидеть ранее скрытый. Более того, можно перефокусировать глаза для рассмотрения дальнего объекта. Короче, восстановление имеет все визуальные свойства предметов действительности, и мы не знаем такого визуального опыта, при помощи которого можно было бы их различить. Точно так же наблюдатель может увидеть «действительное» изображение (рис. 12). Ему будет казаться, что оно расположено в пространстве между ним и пластинкой. Это изображение имеет все перечисленные выше свойства, но рассмотреть его несколько труднее по причинам, которые мы здесь не будем обсуждать.

Голограмма, сделанная описанным выше способом, имеет ряд интересных свойств вдобавок к тем, которые связаны с объемностью восстановленного изображения. Например, каждая часть голограммы, как бы мала она ни была, может представить полностью все изображение (рис. 13). Таким образом, голограмму можно разбить на мелкие кусочки, каждый из которых представит полное изображение. Когда кусочки становятся все меньше, разрешение ухудшается, поскольку оно зависит от апертуры (размеров) изображающей системы. Это любопытное свойство объясняется эффектом, о котором уже говорилось: каждая точка голограммы получает свет от всех частей объекта и поэтому содержит в закодированной форме все изображение.

Другое любопытное свойство процесса восстановления фронта волны — это то, что при этом процессе не получается негативов. Сама голограмма могла бы считаться негативом, но изображение, считываемое с нее,— позитив. Если с голограммы снять копию контактной печатью, то голограмма стала бы обращенной в том смысле, что затемненные места стали бы прозрачными и наоборот. Однако изображение, восстановленное с копии, осталось бы позитивным, и его было бы не отличить от изображения оригинала, разве что качество воспроизведения у копии слегка хуже, как это всегда бывает при копировании. Это удивительное свойство наблюдается потому, что информация записывается на пленке в виде модулированных в пространстве «сигналов». В результате контактной печати с пленки изменится только полярность сигналов, а инженерам-электроникам хорошо известен факт, что такое изменение полярности на противоположную не влияет на информацию, содержащуюся в них. Причину этого безразличия к полярности можно понять, вспомнив, что в дифракционной решетке информация записана в терминах контрастности и расположения штрихов. Ни на то, ни на другое изменение полярности не влияет. Еще одно интересное свойство фотографии на основе восстановления фронта волны состоит в том, что восстановленное изображение имеет почти ту же самую контрастность, что и исходный объект, незави-





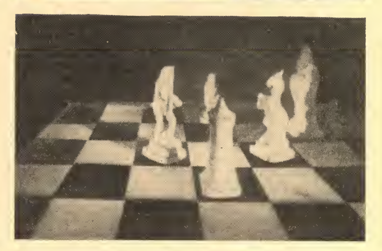


Рис. 11. Эффект параллакса виден на этих трех фотографиях «мнимого» изображения. Все три сделаны с одной и той же голограммы. Кажущееся смещение шахмат вызвано небольшим передвижением голограммы. Этого же самого эффекта можно достичь, двигая не голограмму, а камеру; можно также оставить их неподвижными, а двигать лазер.

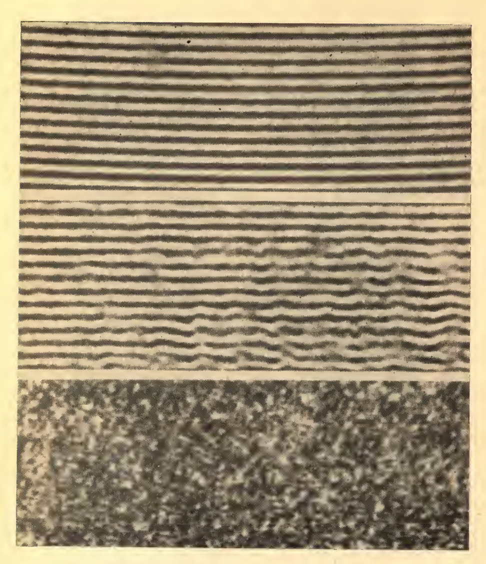
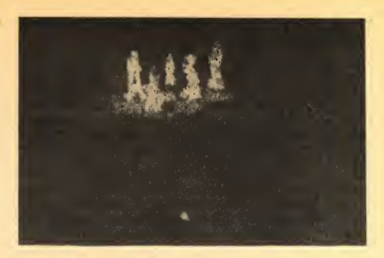


Рис. 12. Эти три интерференционные картины изображают эффекты амплитудной и фазовой модуляции трехмерной несущей волны. Интерференционная картина сверху была образована двумя плоскими волнами, упавшими на фотопластину под небольшим углом друг к другу. На интерференционной картине в центре одна из волн была слабо промодулирована, что породило небольшие изменения в контрастности полос и нерегулярности их конфигурации. Эта картина представляет собой увеличенный кусок голограммы сравнительно простой структуры. Интерференционная картина снизу — увеличенная часть голограммы диффузно отражающего трехмерного объекта. Степень модуляции так велика, что интерференционные полосы очень прерывисты и совсем уже не похожи на полосы.





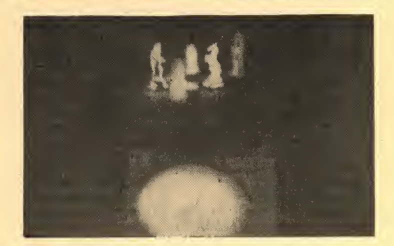


Рис. 13. Полное изображение оригинальных объектов может быть воспроизведено любой частью голограммы, как бы мала она ни была. Вверху узкий луч лазера около полумиллиметра в диаметре направлен на голограмму (слабо видный прямоугольник на переднем плане каждой фотографии). Поскольку фотографическое разрешение зависит от апертуры воспроизводящей системы, изображение пятнисто и плохо очерчено. Если последовательно освещать все большие части голограммы (в середине и внизу), разрешение улучшается, но глубина резкости изображения снижается.

симо от контрастных свойств фотоэмульсии. Таким образом, пластинки очень высокой контрастности, которые в обычной фотографии годятся лишь для таких объектов, как рисунки, исполненные линиями, могут быть использованы без всякой потери полутонов объекта. Фотопластинка с голограммой может быть способна к регистрации только двух степеней плотности — прозрачной и непрозрачной,— а тональное исполнение восстановления при этом не страдает. Это таинственное свойство фотографии на основе восстановления фронта волны нелегко объяснить, но все же его можно связать со способом записи сигнала и тем, что каждая точка объекта регистрируется не в какой-либо одной точке голограммы, а целиком на всей голограмме. Можно показать, что при этих обстоятельствах неправильное воспроизведение полутонов на фотопластинке влияет в основном на дифракционные волны высших порядков. На дифракционные волны первого порядка, порождающие восстановленные изображения, неправильности воспроизведения полутонов в первом приближении не влияют.

И еще одно интересное свойство голограммы: на одну пластинку можно наложить несколько изображений путем последовательных экспозиций, и каждое изображение можно восстановить без всяких помех со стороны других. Это достигается посредством «записи» разных изображений с помощью интерференционных картин с различной пространственной частотой. Так же, как радиопередачи можно одновременно вести на различных несущих частотах, на одну пленку можно записать несколько картин различной пространственной частоты. Более того, поскольку пленка двумерная, возникает дополнительная степень свободы в угле: интерференционная картина характеризуется и расстоянием между интерференционными полосами и их ориентацией. Интерференционная картина может быть, например, вертикальной в одной экспозиции и горизонтальной в другой. В процессе восстановления разные восстановленные волны дифрагируют в разных направлениях, а восстановленные изображения формируются в разных местах. Несмотря на то, что фотография на основе восстановления фронта волны, казалось бы, предлагает волнующие возможности, ее использование до сих пор ограничено рамками лабораторий. Главной причиной этого служат строгие требования когерентности источника света, используемого в этом процессе. Обычному свету не достает этого свойства, а источники когерентного света довольно дороги.

Существуют два типа когерентности — временна́я и пространственная, и для фотографии на основе восстановления фронта волны требуются и та, и другая. Временная когерентность, или монохроматичность, нужна постольку, поскольку картина, порожденная интерференционным процессом, зависит от длины освещающей волны. Если спектр света «размазанный», то составляющая каждой длины волны порождает свою собственную картину. В результате составляющие волны, действуя вместе, усредняют, сглаживают интерференционные полосы. Однако ограниченное число четких спектральных компонент в спектре допустимо. Так, три монохроматические волны, относящиеся к трем основным цветам, используются в методе восстановления фронта волны для получения цветного изображения. Отступление от требований монохроматичности не должно быть слишком большим, и каждая из трех цветовых компонент должна занимать весьма узкую полосу спектра.

Другой тип когерентности — пространственная — означает, что свет должен выходить из точечного источника или что он может сойтись в точку или маленькое пятно. Если источник не когерентен пространствен-

но (т. е. если он большой), то тогда каждый элемент источника порождает интерференционные полосы, смещенные относительно полос других элементов. Сумма многих таких наборов полос усредняется до почти равномерного освещения, и интерференционная картина исчезает.

Оба требования когерентности можно обеспечить, используя традиционные источники, такие как ртутная дуговая лампа. Монохроматичность достигается, когда свет проходит сквозь оптическое устройство, такое как монохроматор или узкополосный цветной фильтр. Этот процесс убирает все спектральные компоненты и пропускает лишь узкую полосу. Пространственная когерентность достигается путем фокусировки света на крошечное отверстие. Традиционный источник очень неэффективен, поскольку только малая доля всего света лампы может быть сфокусирована на отверстии и только очень небольшая часть всего светового излучения способна служить для освещения объекта.

Свет же лазера очень монохроматичен, имеет необыкновенную пространственную когерентность и, тем самым, делает ненужными дополнительные процессы, описанные выше. Получаемый свет на несколько порядков сильнее монохроматичного пространственно-когерентного света, получаемого от других источников. Следовательно, лазер сильно превосходит все другие известные источники для фотографии на основе восстановления фронта волны, и уже достигнутые интересные результаты в большой степени связаны с ним. Возникает естественный вопрос, какое применение может найти эта высококачественная техника получения волнующих и необычных изображений. Со времени открытия Габора было предложено много способов использования процесса восстановления фронта волны, а совсем недавно число предложений возросло еще больше.

Два вида применений, которые сразу приходят на ум,— это кино и телевидение. В принципе возможно создать голограммную телевизионную систему, поскольку голограмму можно «записывать» на фоточувствительную поверхность телевизионной камеры так же легко, как и на фотоэмульсию. Более того, данные голограммы можно передавать и восстанавливать в приемнике. Такая система, фактически, обладала бы высшей степенью правдоподобия.

Однако оценка параметров такой системы и сопутствующих ей приспособлений обнаружила, что они далеко опережают современный уровень техники. Для передачи ей необходимы полосы пропускания, в сотни раз превосходящие существующие телевизионные полосы, иначе будут частично потеряны волнующие свойства голографии. Камеры, трубки и части, связанные с ними, тоже должны быть гораздо лучше ныне существующих. Вдобавок объекты должны быть освещены светом лазера, и приемник тоже должен содержать лазер; существующие лазеры не подходят для этих целей и нуждаются в усовершенствовании. Возможности огромны, но и цена тоже еще велика. Производятся поиски способов снизить строгие требования к ширине полосы. Поиски начались успешно, но еще много предстоит сделать. Для голограммного кино проблемы те же, и они даже более серьезны. Как только лазерные источники усовершенствуются, фотография на основе восстановления фронта волны покинет пределы лаборатории и станет, благодаря своим замечательным свойствам изображать объемные объекты, важным фотографическим методом, используемым в моделирующих, обучающих и др. устройствах, где требуется высокая точность воспроизведения объектов.

Исторически микроскопия была первой областью применения метода восстановления фронта волны. Габор начал применять этот метод именно

здесь. Габор, а также Эль-Сум и Альберт Баез из Стэнфорда показали, что можно достичь сильного увеличения при помощи восстановления фронта волны, без какого-либо применения линз, если использовать расходящиеся лучи. Более того, голограмму можно сделать на излучении с одной длиной волны, а восстановление — с другой. Габор предложил сделать голограмму на электронных волнах в электронном микроскопе, а восстановление — на видимом свете. Таким образом, высокоразвитые методы получения оптического изображения можно применить для формирования изображения в электронографии, где техника линз не так совершенна. В свою очередь, Эль-Сум и Баез сделали голограмму с помощью рентгеновского микроскопа, а восстановление — с помощью видимого света. Такое применение многообещающе, поскольку рентгеновские лучи трудно и плохо фокусируются. Разрешение, достигаемое в рентгеноскопии, на несколько порядков ниже теоретически возможного, и это положение может быть исправлено с помощью методов восстановления фронта волны. Технические трудности помешали прогрессу в этой области, но такие трудности, как отсутствие источников рентгеновских лучей достаточной интенсивности, монохроматичности и пространственной когерентности, не кажутся непреодолимыми.

Двое коллег автора статьи, Роберт Пауэлл и Карл Стетсон, успешно применили метод восстановления фронта волны для измерения вибраций сложных объектов. Свет, отраженный от такого вибрирующего объекта, теряет свою когерентность предсказуемым образом. Следовательно, на изображение, восстановленное с голограммы, накладывается картина амплитуд вибрации, и можно сразу получить амплитуду вибрации каждой точки объекта путем простого рассмотрения голографического изображения.

Брайн Томпсон, Джордж Паррент и их коллеги из корпорации «Текникл Оперейшнз» нашли одно замечательно простое применение. Они столкнулись с проблемой измерения распределения по размеру и другим свойствам взвешенных пылеобразных частиц в некотором объеме. Обычно такие частицы не остаются неподвижными достаточно долго для того, чтобы наблюдатель смог сфокусировать свой прибор на них. Вдобавок часто желательно сфотографировать все частицы в этом объеме в определенный момент времени. Метод восстановления фронта волны предлагает идеальное решение всех проблем. Голограмма делается с помощью освещения объема импульсным лазером, а прошедший свет «записывается» фотографически. Короткоимпульсный лазер используется для «замораживания» движения частиц. При восстановлении получается изображение всего объема, и через микроскоп можно измерить размер частиц, распределение и геометрию поперечного сечения. (Хотя Томпсон и Паррент и использовали как возможности трехмерного изображения в голографическом процессе, так и высокую степень когерентности лазера, их усилия шли несколько по другому пути, чем наши, и они развили первоначальные идеи Габора в другом плане).

Со временем должны возникнуть дополнительные применения, тем более что идущая вперед технология обеспечивает новыми устройствами, которые могут облегчить метод восстановления фронта волны. В частности, импульсные лазеры высокой мощности с отличной когерентностью должны способствовать значительному прогрессу. Можно смело предсказать, что большинство будущих применений сконцентрируется на получаемом таким методом трехмерном, очень реалистичном изображении, методом, который в этом отношении останется недосягаемым для других фотографических методов.

Кейс С. Пеннингтон

ДОСТИЖЕНИЯ ГОЛОГРАФИИ

(ФЕВРАЛЬ 1968 г.)

За последние четыре года значительно расширились возможности применения этого замечательного фотографического метода. Несмотря на то, что многие проблемы еще ждут решения, некоторые применения осуществимы уже сейчас.

Фотографический способ, называемый голографией, «записывает» предмет не с помощью прямого процесса обычной фотографии, а, как сейчас уже хорошо известно, путем записи интерференционной картины волновых фронтов света, отраженного от объекта. Эта «записанная» информация используется затем для восстановления изображения объекта.

Несмотря на то, что основные принципы голографии были описаны еще в 1947 году Деннисом Габором, эта техническая идея получила практическое применение только с появлением лазера. Действительно, использовав лазер и слегка модифицировав первоначальную технику голографии, Эммет Лейт и Юрис Упатникс получили возможность создания необыкновенно реалистических изображений трехмерных объектов (см. соответствующую статью этого сборника).

Дальнейшие исследования, предпринятые рядом лабораторий, показывают, что возможности применения голографии гораздо шире, чем предполагалось вначале. В частности, были разработаны способы получения голограмм, которые можно сделать видимыми в лучах белого света, а также голограмм, восстанавливающих многоцветные изображения. Голография расширила возможности микроскопических исследований и чрезвычайно важна для биологии. Кроме того, голографическая техника расширила сферу применения интерферометрии и в то же время значительно упростила некоторые из ее старых методов. В настоящее время прилагается много усилий, чтобы использовать голографию для обработки и воспроизведения информации.

В принципе голографию понять нетрудно, и довольно легко применить ее на практике. Рассмотрим луч когерентного света лазера (в котором все точки волновых фронтов находятся в фазе). Разделим его в определенном месте на два луча (см. рис. 1). Один из них освещает объект съемки, и свет, отраженный от него, падает на фотопластинку. Другой луч, называемый опорным, отражается от зеркала на ту же фотопластинку, на которой волновые фронты этого луча налагаются на волновые фронты, идущие от объекта. В результате получается интерференционная картина, которая после проявления пластинки имеет вид множества точек различной плотности — там, где волны приходят в фазе

и усиливают друг друга, плотность выше, а там, где в противофазе,— плотность ниже. Запись на фотопластинке (голограмма) представляет собой интерференционную картину и внешне ничем не напоминает снимаемый объект. Тем не менее, запись содержит «всю информацию» об объекте. Когда запись «проигрывается» в обратном порядке с помощью опорного луча, пропущенного сквозь голограмму, восстановленные волновые фронты расходятся, как от обычного изображения объекта. Тогда это изображение можно увидеть невооруженным глазом или с помощью каких-либо оптических приспособлений, а можно и сфотографировать (см. рис. 2).

Рис. 1. На рисунке схематически показан этап регистрировании простого голографического процесса. От одного лазера с помощью разделителн, иапример, полупрозрачного серебряного зеркала, получают два луча. Один луч используетсн длн освещения объекта, в то времн как другой служит опорным. Затем опорный луч и свет, отраженный от объекта, интерферируют, а полученная интерференционнан картина регистрируется на фотопластинке, образуя голограмму. Микроскопические линзы расширяют лучи, не нарушая их когерентности.

Поскольку голограмма регистрирует всю информацию, содержащуюся в волновом фронте, голографические изображения необыкновенно реалистичны. С помощью этой голограммы можно рассмотреть объект с разных точек зрения и даже можно сфокусировать глаз на различной глубине объемной картины. Далее, восстановленные изображения можно также рассматривать с помощью таких методов, как фазово-контрастная микроскопия, интерферометрия и шлирен-методы. В оптической практике голограммное изображение объекта часто можно использовать вместо самого объекта, а в некоторых случаях оно даже предпочтительнее. В этой статье будут описаны области, в которых голография нашла практическое применение, а именно — микроскопия, интерферометрия и многоцветная голография (которую еще называют «объемной» в связи со способом ее получения).

Рис. 2. Этап восстановленин простого голографического процесса, показанного на рис. 1. Голограмма освещена только опорным лучом, порождая точные копии волновых фронтов, отраженных от первоначальяого объекта, даже тогда, когда его давно нет. Восстановленные волновые фронты можно наблюдать либо визуально, либо с помощью фотокамеры.

В микроскопии техника голографии позволяет расширить ее возможности. Такие объекты, как биологические образцы, взвешенные в жидкости, часто можно наблюдать только при сильном увеличении. Здесь для микроскопа характерна крайне малая глубина поля. Это означает, что при каждой определенной настройке в фокусе находится только часть объекта, расположенная в какой-то одной плоскости. Чтобы образец

можно было рассмотреть без смены фокусировки, его приходится либо сплющивать, делать почти двумерным, либо «замораживать». Часто такая «подготовка» портит и разрушает объект исследования.

Методы голографии довольно просто устраняют эти трудности. Все, что требуется,— это снять с короткой выдержкой голограмму образца. Это не только «заморозит» любое движение, но и обеспечит высокое качество голограммы. Поскольку голограмма регистрирует все трехмерные характеристики образца, то нет необходимости предварительно подготавливать образцы. Таким образом, опасность испортить образец резко снижается. Полученное голографическое изображение можно изучать в любое удобное время под микроскопом. Микроскоп можно сфокусировать на различные плоскости по всей глубине голографического изображения, таким образом можно изучать весь образец, не деформируя его. Более того, при восстановлении голографического изображения опять же можно использовать шлирен-методы и методы фазово-контрастного анализа для выявления различных деталей образца. Поэтому голография может удешевить и упростить существующую технику подготовки образцов.

Голография также оказалась эффективным способом получения и хранения детальных записей биологических и физических явлений. Появляется возможность проведения многих оптических исследований вторично на «натуральном» объекте; также можно проводить тщательные сравнения образцов, зарегистрированных в совершенно разное время. Пословица, говорящая, что лучше раз увидеть, чем сотню раз услышать, может быть перефразирована, что лучше иметь одну голограмму, чем сотню фотографий.

Несколько исследователей применили голографию к изучению биологических образцов. Им удалось получить сильно увеличенные объемные изображения таких объектов. Среди ученых, исследующих эту сферу использования голографии, мы назовем Г. В. Строука из Нью-Йоркского государственного университета в Стоуни Брук (бывшего института штата Мичиган) и Джона Ф. Берка из Гарвардской Медицинской школы — они использовали черно-белые голографические изображения,— и Рауля Ф. ван Лайтена из Американской оптической Компании — он провел несколько особенно интересных и разнообразных работ с биологическими образцами.

В области микроскопического исследования оптических явлений Брайн Томпсон, Джордж Паррент мл. и их коллеги из корпорации «Текникал Оперейшнз» продемонстрировали, что голография может быть мощным инструментом в изучении свойств газа, содержащего взвесь микроскопических частиц. С помощью света импульсного лазера они делали мгновенные голограммы, а затем исследовали их под микроскопом, в результате чего было измерено распределение частиц в соответствии с их размером и другими их свойствами. До сих пор подробная информация такого рода обычно не была доступна прямому наблюдению. Ее можно было лишь вывести с помощью статистики. Таким образом, голография может послужить проверке теорий рассеяния света на маленьких взвешенных частицах.

Возможно, читатель уже подумал, что раз голография состоит в регистрации интерференционной картины, то у нее должно быть много общего с интерферометрией, традиционной областью физической оптики. Это сходство, конечно, не случайно. Единственное основное различие между голографией и обычной интерферометрией состоит в том. что в голографии. как правило, регистрируется чрезвычайно сложная ин-

терференционная картина. И что более важно, голография по своей сути была задумана как способ записи волновых фронтов, в то время как интерферометры обычно используются для анализа волновых фронтов.

И как это часто бывает, одной из первых областей, пожавших плоды новой методики, была область, ее породившая. Голография дала интерферометрии ряд новых мощных методов. Интерферометрия обычно использовалась для точного измерения и для сравнения длины волн, для измерения очень малых расстояний или толщин (порядка длин световых волн), для обнаружения возмущений или неоднородностей в оптической среде, для определения показателей преломления материалов и т. д. Кроме этих функций, методы голографической интерферометрии предоставляют возможность изучать явления, считавшиеся ранее недоступными. Кроме того, голография упрощает интерферометрию, снимая некоторые обременительные требования, сопряженные с этой техникой. Например, голография устраняет необходимость использования очень высококачественной оптики. Это преимущество особенно ощутимо, когда изучаемые явления проходят в закрытом сосуде и должны быть измерены интерферометрически сквозь окна. Благодаря голографии можно отличить существенную информацию от помех и, таким образом, это позволяет проводить точные интерферометрические эксперименты с любым материалом и почти в любой среде.

Давайте, к примеру, снова обсудим восстановление голографического изображения. Если мы поместим голограмму и предмет в точности в те же положения, какие они занимали при съемке, и снова осветим теми же прямым и опорным лучами, то мы будем наблюдать наложение волнового фронта от предмета на восстановленный волновой фронт от голограммы. Эти два волновых фронта когерентны и могут интерферировать. В случае какого-либо изменения в фазовом распределении света, исходящего от объекта, появятся темные и светлые интерференционные полосы, указывающие на степень происшедшего изменения фазового распределения света. Это изменение весьма точно измерит любую перемену, происшедшую с объектом или с плотностью среды, сквозь которую прошли лучи. Как и другие типы интерферометрии, этот способ обнаруживает изменения, порождающие различия в оптических путях порядка долей длины световой волны. Однако, в отличие от других типов интерферометрии, такая техника делает возможным проведение экспериментов без особой трудности почти с любым материалом.

Важность этого обстоятельства делается очевиднее, если посмотреть, с какими трудностями связано изучение любого обыденного объекта при помощи существовавших ранее интерферометрических способов. Поверхности таких предметов, как правило, шероховаты в масштабах длины световой волны, и таких поверхностных неровностей обычно сотни на квадратный миллиметр поверхности. Следовательно, картина интерференции волнового фронта от такого объекта и простой плоской волной будет очень сложной. Интерференционные полосы наблюдаются даже без всякой деформации объекта. Деформация же лишь усложнит интерференционную картину. Таким образом, применение обычных интерферометрических способов ставит нас перед сложной задачей сравнения и анализа двух крайне сложных интерференционных картин.

Тем временем голограмма регистрирует всю информацию, содержащуюся в волновом фронте предмета, вплоть до мельчайших деталей поверхности. Интерференция между восстановленным волновым фронтом от голограммы и волновым фронтом от деформированного объекта свя-

зана лишь с тем, каким образом изменился объект как целое. Короче, техника голографической интерферометрии выделяет существенную информацию из массы случайной и делает любое изменение непосредственно наблюдаемым. Кроме того, голографическую картину не портят мельчайшие неоднородности в окне или в других оптических средах, сквозь которые наблюдается объект, если, конечно, неоднородности остаются постоянными.

Благодаря этой способности голографии работать со сложными предметами, интерферометрические эксперименты можно проводить с самыми различными материалами, такими как бетон, образцы камней, металлические предметы, радиодетали, и различными явлениями, такими как струи и ударные волны в аэродинамических трубах и т. п. Может быть, удастся проследить даже за течением химических реакций и диффузии.

Было разработано три способа применения голографии в интерферометрических исследованиях. Они называются: интерферометрия реального времени, интерферометрия с выпадением времени и интерферометрия усредненного времени. Мы уже обсудили способ, используемый для исследований в реальном времени; он позволяет нам наблюдать изменения в предмете по мере того, как они происходят.

Техника выпадения времени регистрирует ситуацию до и после изменения. Оба изображения предмета регистрируются на той же голограмме. Голограмма получается на дважды экспонированной пластинке, где вторая волновая картина наложена на первую. При этом оба волновых фронта восстанавливаются одновременно. Они интерферируют и тем самым выявляют изменения, произошедшие с предметом между первой и второй экспозицией.

Роберт Е. Брукс, Ли О. Хефлингер и Ральф Ф. Вуеркер из группы «TRW Системз» получили при помощи техники выпадения времени несколько захватывающих голограмм очень быстро движущихся предметов. Используя рубиновые лазеры, испускающие сверхкороткие импульсы света, чтобы «остановить мгновенье», они получили детальную картину ударных волн и следа пули в полете; они сфотографировали также волны сжатия, порожденные крылышками дрозофилы. Мне и моим коллегам из лабораторий «Белл Телефон» удалось с помощью голографии с выпадением времени зарегистрировать небольшое искажение, получившееся в термоэлектрическом устройстве в результате возникших температурных градиентов при пропускании тока.

Первой среди трех способов была освоена интерферометрия с усредненным временем. Эта техника, описанная Робертом Л. Пауллом и Карлом А. Стетсоном во время их пребывания в Мичигане, основана на использовании длительной экспозиции для регистрации движения объекта. Первоначально она была применена для изучения быстро вибрирующих предметов. Этот метод аналогичен методу фотосъемки качающегося маятника с большой экспозицией в обычной фотографии. В то время как при большой экспозиции едущего автомобиля изображение представляет собой смазанное пятно, при такой же экспозиции маятника получаются вполне различимые изображения в двух крайних его положениях. Причина, конечно, в том, что маятник задерживается здесь дольше, чем в других точках движения, так что на фотоэмульсии эти точки регистрируются с большей плотностью. Подобно этому голограмма, сделанная с долгой экспозицией (долгой по сравнению с периодом колебаний предмета), с большей плотностью регистрирует волновые фрон-

ты при двух крайних положениях вибрирующего предмета. Вполне естественно предположить, что восстановленный волновой фронт с голограммы с усредненным временем должен приближаться к голограмме с двойной экспозицией, где предмет регистрируется в двух крайних положениях при вибрации. Интерференционная картина представит точные данные о размерах амплитуды колебаний предмета. Следует добавить, что в то время как подробные исследования объекта более сложные, общие заключения — сходны. Несмотря на узкое применение этого способа, он очень полезен для обнаружения и анализа крайне быстрых вибраций с малыми амплитудами.

В тех применениях, о которых я только что говорил, голограмма, или интерференционная картина, зарегистрированная на фотоэмульсии, существенно двумерна. Однако при определенных условиях мельчайшие

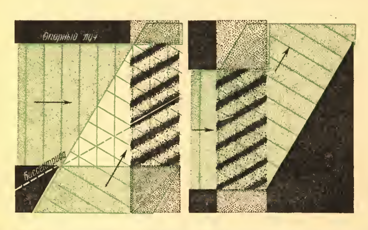


Рис. 3. На объемной фотографии голограммы мелкие детали интерференционной картины гораздо тоньше толщины фотоэмульсии и, следовательно, они регистрируются по всей глубине эмульсии. Это позволяет нам зарегистрировать несколько цветов как вариации непрозрачности эмульсии по ее толщине. На диаграмме слева две плоские волны интерферируют под большим углом в эмульсии галоидного серебра. Полученная голограмма состоит из синусоидально распределенных серебряных зерен, расположенных на различных плоскостях в толще эмульсии. Интерференционные максимумы лежат на биссектрисе угла между интерферирующими лучами. Восстановление происходит благодаря брэгговской дифракции на интерференционных плоскостях (справа). Объемная голограмма освещается плоской волной, которая падает на голограмму под тем же углом, что и первоначальный опорный луч. При тех длинах волн, которые удовлетворяют условию Брэгга, волны, отраженные от последовательных плоскостей, находятся в фазе и порождают точную копию исходной плоской волны.

детали интерференционной картины могут быть настолько малы, что их размеры близки к размерам длины световой волны. В большинстве случаев это гораздо меньше толщины регистрирующей фотоэмульсии. В этом случае можно считать, что зарегистрированная интерференционная картина обладает глубиной, поскольку полосы «записаны» по всей толще фотоэмульсии. Мы, таким образом, имеем объемную голограмму, которая по сути дела является трехмерной дифракционной решеткой. На такой голограмме свет дифрагирует, как рентгеновские лучи на кристалле. Это свойство открывает новые возможности в методах и в использовании голографии.

Объемная голограмма может быть получена, когда опорный луч направляется на фотопластинку так, чтобы угол между ним и лучами света от объекта был довольно большим (см. рис. 3). Тогда размер деталей на интерференционной картине будет меньше толщины фотоэмульсии.

До тех пор, пока эмульсия имеет достаточную разрешающую способность, она будет регистрировать эти детали на всей своей толщине. Как было указано ранее, свет дифрагирует на полученной голограмме. Поэтому мы можем применить классические уравнения Брэгга (выведенные в рентгенографии кристаллов) для предсказания природы волнового фронта, который будет восстановлен при освещении голограммы.

Условие отражения Брэгга ставит ограничения на восстановленный волновой фронт. В отличие от двумерной голограммы, на которой дифрагируют все цвета, независимо от угла падения света, объемная голограмма реагирует и на цвет, и на угол. Будучи освещена под определенным углом, голограмма восстановит определенный цвет. Точно так

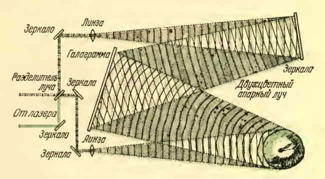


Рис. 4. На этой схеме изображено простое устройство для получения многоцветных объемных голограмм. Объект освещается лучом света, содержащим голубую компоненту от лазера на ионах аргона и красную компоненту от неон-гелиевого лазера. Затем отраженный от объекта дифракционный луч интерферирует со смешанным опорным лучом, полученным от этих двух лазеров. Благодаря большому углу между отраженным и опорным лучами самые мелкие детали интерференционной картины гораздо меньше толщины фотоэмульсии. Полученная голограмма фактически представляет собой наложение двух голограмм, одной — сделанной в «красной» интерференции, другой — в «голубой».

же, чтобы восстановить голограмму определенным цветом, надо ее осветить под определенным углом. Именно эта связь между углом освещения и длиной волны источника определяется условием Брэгга.

Это можно проиллюстрировать на простейшем примере объемной голограммы, которую можно считать набором серебряных плоскостей, расположенных периодически в фотоэмульсии. Такую голограмму можно сделать при условии, чтобы два плоских волновых фронта проинтерферировали под большим углом к фотоэмульсии. Если такая объемная голограмма освещена лучом, содержащим смесь волновых фронтов (например, белый свет), небольшая часть света будет «отражена» от каждой из серебряных плоскостей. Однако при длинах волн, удовлетворяющих условию Брэгга, волны, отраженные от последовательно расположенных плоскостей, находятся в фазе и дают дифракционную волну большой амплитуды. На других длинах волн они не в фазе и поэтому не вносят сколь-нибудь значимого вклада в общий дифракционный волновой фронт.

Чем толще объемная голограмма, тем уже полоса спектра света, который преломляется под данным углом освещения, т. е. тем более избирательной будет голограмма по отношению к длине волны, или к цвету. Следовательно, объемная голограмма подходящей толщины выберет узкий диапазон длин волн из луча смешанного света и даст хорошее восстановление первоначально зарегистрированного волнового фронта. Это положение значительно отличается от случая с двумерной голограм-

мой. Как я уже подчеркнул, на такой голограмме будут дифрагировать волны всех длин, существующие в освещающем источнике. Продифрагировав, налагаются и восстанавливаются фронты волн всех длин. Поскольку разные длины волн дифрагируют под разными углами, полученное восстановленное изображение будет представлять собой неузнаваемое радужное пятно. Этого можно избежать: хорошее восстановление получается в результате пропускания белого света сквозь цветной фильтр. Объемной голограмме по существу присуща эта функция светофильтра.

Л. X. Лин из лаборатории «Белл Телефон» и автор статьи смогли применить эти принципы для получения объемных двуцветных голограмм, которые воспроизводили четкое изображение предмета. Мы использовали луч, состоящий из голубого цвета аргонового лазера и красного цвета неон-гелиевого лазера. Свет от предмета и опорный луч

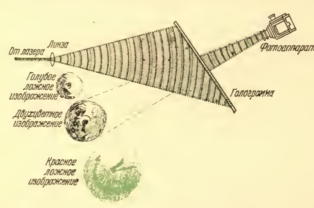


Рис. 5. Ложные изображения появляются при восстановлении многоцветной голограммы, когда фотоэмульсия недостаточно толстая, как, например, в случае так называемой плоской голограммы, показанном здесь. В данном случае ложное голубое изображение вызвано дифракцией голубого света на красной части голограммы, а красное ложное изображение — дифракцией красного света на голубой части голограммы. Для нормальной n-цветной голограммы восстановление состояло бы из одного изображения с верной цветопередачей и $n(n-1)$ ложных изображений. Ложные изображения устраняются достаточным утолщением голограммы.

падали на фотопластину примерно под углом 90 градусов друг к другу (см. рис. 4). Эмульсия, таким образом, содержала две голограммы, наложенные друг на друга: одна образована «красной» интерференцией, другая — «голубой». Если бы голограмма была сделана в одной плоскости, восстановленная картина состояла бы из трех изображений: правильное изображение, сочетающее красное и голубое, ложное изображение в красном и ложное в голубом (см. рис. 5). Такое положение имеет место и для двумерной голограммы при любом наборе цветов; n-цветная голограмма даст $n(n-1)$ ложных изображений. Наши объемные голограммы «отбрасывали» ложные изображения благодаря условию Брэгга. Эти ранние объемные голограммы не могли восстановить четкого изображения при освещении белым светом. Эмульсия, которую мы использовали, была не настолько толстой, чтобы обеспечить достаточную цветовую избирательность при тех углах между лучами, которыми мы пользовались.

Попытки создания объемной голограммы в Мичигане тоже прошли успешно. А. А. Фризем, используя технику цветной голографии, добился получения объемной голограммы в красном, голубом и зеленом цветах.

Он также с успехом использовал объемные голограммы для подавления сопряженного «действительного» изображения, которое появляется в обычных одноцветных плоских голограммах. Лейт и его коллеги получили серию объемных голограмм с фотопластинками, поставленными под разными углами, так что когда потом пластинку вращали в опорном луче, последовательность восстановленных изображений являла собой как бы кинофильм.

По мере продолжения работы над объемными голограммами, Строук и Лабейри из Мичигана, Чарльз Шварц из института «Баттелль Мемориал» и Лейт с коллегами из Мичигана успешно получили голограммы, в которых можно восстанавливать хорошие изображения в белом свете. Они добились этого, увеличив не толщину фотоэмульсии, а угол между опорным лучом и лучом, исходящим от объекта. Лучи были направлены на фотопластинку с противоположных сторон, образуя интерференционную картину, чьи плоскости были почти параллельны поверхности эмульсии (см. рис. 6). Условие Брэгга «работает» и в случае восстановления этих голограмм. Однако при этих условиях даже при освещении маленьким источником белого света на голограмме дифрагирует довольно узкая полоса спектра. Усовершенствование этого способа позволило получить объемные голограммы в белом свете, которые восстанавливают изображение в нескольких цветах. Строук и Берк также использовали голограмму в белом свете для фотографирования образцов биологической ткани, причем они получили изображения с высокой разрешающей способностью на довольно большом поле обзора.

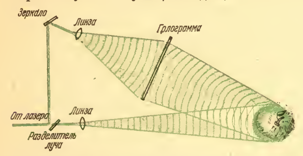


Рис. 6. Голограммы, восстановленные белым светом, отличаются от других объемных голограмм в том, что опорный луч и луч от объекта вводятся с противоположных сторон фотопластинки. В этом случае интерференционная картина, зарегистрированная в фотоэмульсии, будет иметь вид ряда плоскостей, почти параллельных поверхности эмульсии. Восстановление таких голограмм происходит опять-таки при выполнении условия Брэгга для образовавшихся после проявления в эмульсии серебряных плоскостей. Однако из-за большого угла, при котором восстанавливающий луч отражается от серебряных плоскостей, между волнами, рассеянными плоскостями в обратном направлении, произойдет интерференция. В результате полученная голограмма отразит довольно узкий спектр длин волн, если ее осветить маленьким источником белого света.

С исторической точки зрения регистрация интерференционной картины в толще эмульсии далеко не нова. Еще в 1891 году выдающийся французский физик Габриель Липпман открыл способ регистрации информации в объеме фатоэмульсии. При помощи записи на эмульсии стоячих волн (возникающих при взаимодействии падающего и отраженного лучей) ему удалось разработать первый тип цветной фотографии. Несмотря на оригинальность этого способа, он сказался малоприемлемым и в течение многих лет представлял чисто научный интерес. В 1962 году советский ученый Ю. Н. Денисюк скомбинировал способ записи стоячих волн Липпманна с первоначальной техникой голографии для получения объемных голограмм (см.рис. 7). При помощи этого способа он смог получить голограммы довольно простых объектов. Техника Денисюка, как и первоначальная техника получения голограмм, имела ряд недостатков. Это было первое применение отдельного опорного луча, проложившее путь к более обширному применению объемных голограмм.

В последние несколько лет голографии уделялось пристальное внимание. Нечего и говорить, что этот интерес не ограничивался областями, обсужденными в статье. Большие усилия были затрачены в области,

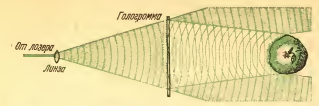


Рис. 7. Первая объемная голограмма была получена в 1962 г. Ю. Денисюком в СССР. Он использовал оптическое устройство, в котором свет, отраженный от объекта, интерферирует со светом, идущим к объекту. Затем полученная интерференционная картина регистрируется на фотоэмульсии. Хотя этим способом можно было получить объемные голограммы простых объектов, отсутствие отдельного опорного луча ограничило область его применения.

связанной с обработкой данных. Эти области очень интересны сами по себе и могут оказаться золотым дном, когда мы научимся получать голограммы с полным цветовым спектром. Однако, за исключением нескольких отдельных случаев, эти области применения голографии сопряжены с наиболее серьезными проблемами. В настоящее время существует много областей, в которых голография могла бы использоваться с большим успехом как на базе уже имеющихся ее методов, так и при дальнейшем их развитии.

Александр Ф. Метерелл

АКУСТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ

(ОКТЯБРЬ 1969 г.)

«Освещая» предмет вместо луча когерентного света звуком «чистого» тона (одной частоты), можно получить акустические голограммы, которые при освещении лазерным светом дадут трехмерные изображения.

Оптическая голография — способ получения трехмерных изображений с помощью лазерных лучей — породила новую форму голографии, в которой для получения первичной голограммы вместо световых используются звуковые волны. После этого для восстановления, или перевода, акустической голограммы в воспринимаемый зрительный образ используется лазерный луч. Другими словами, акустическая голография дает возможность создавать оптический аналог акустическому волновому полю. Так как звуковые волны могут проникать через непрозрачные предметы, начиная от живых тканей и кончая металлическими сооружениями, новый метод получения изображений имеет многообещающие применения во многих областях медицины и техники.

Оптическая голография, иногда называемая процессом восстановления волнового фронта, получила практическое применение с открытием лазера, явившегося интенсивным источником света, волны которого когерентны или находятся в фазе. Оптическая голограмма получается следующим образом: лазерный луч направляется на предмет, и на фотопластинке регистрируются интерференционные картины, получаемые при взаимодействии световых волн, отраженных от предмета, с частью первичного лазерного излучения, служащего в качестве опорного луча. Хотя голограмма, полученная таким образом, кажется бессмысленной путаницей, в действительности она содержит в закодированной форме всю информацию, которую получил бы глаз, если бы он находился на месте фотопластинки. Код можно расшифровать, освещая голограмму другим лазерным лучом, который восстановит прежний вид объекта.

Для получения акустической голограммы сцена, которую необходимо зарегистрировать, «освещается» вместо лазерного луча звуком чистого тона. Предметы на сцене возмущают поле звуковых волн, в результате чего возникают интерференционные картины, аналогичные картинам, получаемым с помощью световых волн. Как мы увидим ниже, в акустической голографии не всегда необходимо использовать опорный луч, и голограммы могут записываться различными способами. Будучи записана, акустическая голограмма может быть восстановлена лазерным лучом точно так же, как и оптическая.

В чем состоят преимущества использования звука вместо света? Взаимодействие звука с твердыми и жидкими телами отличается от взаимодействия с ними электромагнитного излучения. Звук может без заметных потерь энергии проходить большие расстояния в плотной однородной среде, однако он будет терять значительное количество энергии при прохождении поверхности раздела. Эта потеря связана с отражением на границе. Наоборот, электромагнитное излучение, такое как рентгеновские лучи, теряет значительное количество энергии, проходя через среду, но на поверхности раздела потери незначительны. Поэтому только звук может быть эффективен в медицинской диагностике, при неразрушающих испытаниях, в подводной и подземной локации. Это объясняется тем, что наблюдателя интересуют в основном разрывы внутренних органов, опухоли, трещины, затонувшие объекты или подземные пласты, а не сама толща среды.

Конечно, получение изображения с помощью звука не ново; существуют приборы, называемые сонарами, которые дают такие же картины, как и на экране радара. Этот тип приборов в настоящее время применяется при разведке нефти и полезных ископаемых. Аналогичные сканирующие методы использовались также врачами — для нахождения грудных опухолей и при обследовании плода. В этих приложениях звук обычно имеет частоту от одного до десяти мегагерц. Еще один такого рода акустический метод использует прибор, который удачнее всего называть акустической «фотокамерой». В этом методе звуковые волны, отраженные от объекта, фокусируются акустической линзой в преобразователь изображения, который переводит конфигурацию звуковых волн в видимую картину.

Недостаток этих методов получения изображения с помощью звука — двумерность изображения. Она объясняется тем, что фиксируется только интенсивность (квадрат амплитуды) звуковых волн в звуковом изображении. При этом невозможно регистрировать фазовую информацию, т. е. время прихода гребня волны от объекта относительно гребня опорной волны той же самой частоты. Главное преимущество голографии состоит в том, что она сохраняет фазовую информацию, как и информацию об интенсивности. Вся информация может быть обратно преобразована в оптическое изображение, которое в результате окажется трехмерным.

Простейший путь для понимания принципа действия голограммы — это представление о ней как о закодированной дифракционной решетке. Рассмотрим сначала простой точечный объект, освещаемый плоской волной от бесконечно удаленного когерентного источника (см. рис. 1). Точечный объект рассеивает часть волны, превращая ее в сферическую волну с центром в точке, где он находится. И сферическая (рассеянная) волна, и плоская (опорная) попадают на плоскость, перпендикулярную направлению распространения опорной волны. В некоторых точках плоскости опорная волна находится в фазе с рассеянной волной, так что обе эти волны интерферируют друг с другом и складываются, увеличивая амплитуду волны. В других точках рассеянная волна находится в противофазе с опорной. Эти две волны, интерферируя, вычитаются одна из другой, уменьшая амплитуду. Если мы регистрируем амплитуду (интенсивность) на плоскости как изменение плотности потемнения фотопластинки, получившаяся в результате этого картина будет представлять ряд концентрических кругов. Их центр будет находиться в точке пересечения плоскости пластинки и линии, проходящей через источник звука и точечный объект. Эта картина очень похожа на кольца Френеля:

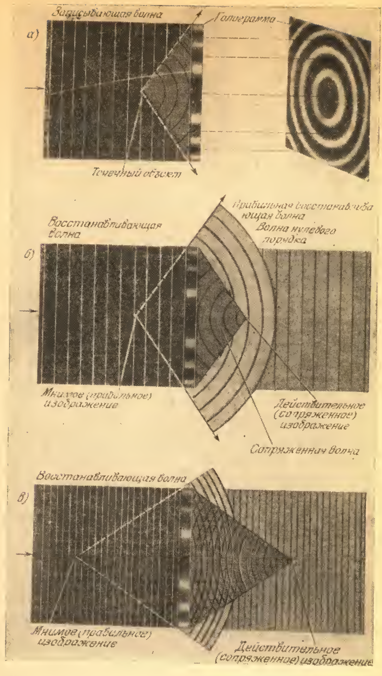


Рис. 1. Оптическан голограмма точки явлнетсн серией концентрических колец (*а*), представлнющих картину распределения интенсивности, которая возникает, когда волны, рассеянные точкой, складываютсн с гребнями или впадинами плоской записывающей волны, служащей в качестве опорной. Голограмма восстанавливаетсн (*б*) при освещении ее только опорной волной. Дифракционный эффект колец голограммы вызывает два дифракционных волновых фронта первого порндка в дополнение к ослабленной волне нулевого порядка. Один из фронтов — правильное восстановленное изображение рассеннной волны, идущей от объекта, который образует мнимое (правильное) иаображение этой точки, находящеесн в первоначальном положении ее. Другой волновой фронт — сопрнженнан восстановленная волна, обравующан действительное (сопряженное) изображение точки. Если голограмма освещаетсн волной с половинной длиной волны (*в*), восстановленные изображенин сдвинуты на вдвое большее по сравнению с нормальным расстоянием.

центральный «глаз», окруженный концентрическими кольцами постоянно уменьшающейся толщины. Однако в голограмме точечного объекта плотность колец изменяется при удалении от центра по синусоидальному закону, причем частота синусоидальных волн увеличивается на периферии.

Хорошо известное свойство зонной пластинки состоит в том, что благодаря дифракции на кольцах она работает как линза. Однако она работает так, как если бы была одновременно и выпуклой и вогнутой линзой. Если описанную плоскую голограмму освещать только плоской (опорной) волной, голограмма, работая как вогнутая линза, породит расходящуюся сферическую волну, распространяющуюся от пластинки. При этом будет создаваться «мнимое» изображение точки в том положении, какое первоначально занимал точечный объект. В то же время, работая как выпуклая линза, голограмма породит сходящуюся волну, образующую действительное изображение точки.

Следовательно, волна, распространяющаяся от голограммы, имеет три компоненты. Первая компонента — ослабленная часть освещающей волны, проходящая прямо через голограмму. Она называется волной нулевого порядка. Вторая — расходящаяся сферическая волна, распространяющаяся как бы от мнимого изображения точки. Это — дифракционная волна первого порядка. Она восстанавливает первоначальную сферическую волну, испущенную точечным объектом при записи голограммы, и называется правильной восстанавливающей волной. Третья — сходящаяся сферическая волна, образующая действительное изображение точки. Она тоже является дифракционной волной первого порядка, но имея кривизну, обратную кривизне расходящейся волны, называется сопряженной волной.

Обычно голограмма создает два изображения. Одно из них — мнимое, расположенное в том же месте, где находился освещаемый предмет. Другое — действительное, расположенное с другой стороны голограммы. Однако при определенных условиях (при освещении голограммы сферической волной вместо плоской) оба изображения могут быть или одновременно мнимыми, или одновременно действительными. Поэтому было бы не совсем точно приписать одному из них название мнимого, другому — название действительного. Для избежания путаницы условились одно называть правильным изображением (создается правильной восстановленной волной), а другое — сопряженным (создается сопряженной волной).

Теперь посмотрим, что получается, когда голограмма освещается лучом с длиной волны короче, чем длина волны звука, использовавшегося для записи голографической зонной пластинки. При дифракции угол дифрагировавшей волны увеличивается или уменьшается, если отношение длины волны к расстоянию между кольцами соответственно увеличивается или уменьшается. Если голограмма освещается лучом с длиной волны меньшей, чем у записывающего луча, то в результате уменьшается дифракционный угол возникших дифрагировавших волновых фронтов. Правильная и сопряженная волны при этом расходятся и сходятся более медленно, и поэтому правильное и сопряженное изображения располагаются дальше от голограммы, однако эти изображения остаются на оси, проходящей через центр голографической пластины.

До сих пор я говорил только о голограмме, получаемой от простого точечного объекта. Голография сложных объектов, таких как статуэтки и шахматные фигуры, обычно используемых для демонстрации оптической голографии, может быть легко понята, если представить себе, что сложные поверхности этих объектов образуются из множества точечных.

Каждая точка поверхности сложного объекта образует свою собственную голограмму, налагающуюся на голограммы от остальных точек. Полная голограмма кажется скоплением непонятных разорванных колец и зернистых капель. В действительности каждая компонента голограммы в процессе восстановления действует независимо от всех других, воспроизводя собственную точку на поверхности изображения объекта.

Поскольку голограмма может записываться на одной длине волны и восстанавливаться на другой, ясно, что она может быть записана с помощью монохроматических звуковых волн и восстановлена лазерным светом. Основной эффект этого заключается в том, что получившееся видимое изображение искажается из-за разницы в длинах волн звука, используемого для записи голограммы, и света, используемого для ее восстановления. На рис. 2 показано, как простая фигура из трех точек растягивается в одном направлении (вдоль оси записывающего луча), когда длина волны восстанавливающего луча короче, чем записывающего. Растяжение, или продольное увеличение, равно отношению длин записывающей волны и восстанавливающей. Когда запись осуществляется в воде звуком с частотой один мегагерц и восстанавливается красным светом гелий-неонового лазера, изображение будет растянуто в 500 раз. Это приводит к кажущемуся (но не имеющему место на самом деле) исчезновению трехмерного эффекта, который так впечатляет, когда наблюдатель рассматривает восстановленную обычную оптическую голограмму. Иногда считают, что из-за линейного искажения изображение, полученное с помощью акустической голограммы, двумерно. Это неверно. Для улучшения качества изображения можно фокусировать его на различные плоскости с помощью устройств, преобразующих оптические параметры (таких, как пространственные фильтры). Предложен ряд методов для уменьшения искажения, но ни один из них не является вполне удовлетворительным.

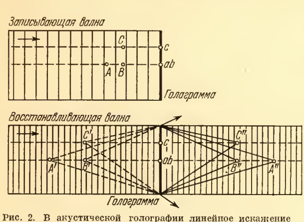


Рис. 2. В акустической голографии линейное искажение происходит из-за того, что восстанавливающие световые волны значительно короче, чем записывающие акустические волны. В данном случае расстояние между двумя точками *A* и *B* увеличивается вдвое из-за того, что длина восстанавливающей волны вдвое меньше длины записывающей. В действительности же при восстановлении акустических голограмм линейное искажение часто доходит до 500.

Трехмерное восприятие в обычной оптической голограмме возникает при рассмотрении правильного мнимого изображения. В основном это происходит благодаря эффекту параллакса, возникающему при движении головы наблюдателя из стороны в сторону и рассматривании им различных частей голограммы. Для каждого положения наблюдателя видимое изображение образуется площадью голограммы, определяемой диаметром зрачка наблюдателя. Следовательно, каждое положение наблюдения использует только малую часть всей площади голограммы. Этого достаточно для оптической голограммы, потому что разрешение (качество изображения), полученное с апертурой, равной диаметру зрачка, вполне

приемлемо для голограммы, записанной на оптических длинах волн: разрешение непосредственно связано с отношением апертуры к длине записывающей волны.

Так как длины волн, используемые для записи акустических голограмм, во много раз больше апертуры глаза, обеспечиваемое ими разрешение совершенно неприемлемо для невооруженного глаза. Таким образом (даже пренебрегая проблемой линейного искажения избражения), мы не можем использовать эффект параллакса при непосредственном наблюдении восстановленного изображения от акустической голограммы. Для того чтобы получить при восстановлении приемлемое качество изображения, апертура должна достигать размера всей голограммы. В результате наблюдение восстановленного из акустической голограммы изображения, по-видимому, будет осуществляться с использованием всей голограммы. При этом будет наблюдаться действительное изображение, сфокусированное на экран. Эффект трехмерности может быть реализован, если передвигать экран по всей глубине изображения.

Для записи акустических голограмм пригодны разнообразные методы, поскольку имеется много различных методов записи звука. В оптической голографии для записи голограмм обычно берется фотопластинка. Для записи акустической голограммы необходимо иметь акустический эквивалент фотопластинки. Наиболее естественной была бы запись звука прямо на фотопленку. Это возможно. Кусок экспонированной фотопленки можно поместить в слабый раствор фиксажа. Если на пленку, находящуюся в ванночке с фиксажем, воздействовать сильным звуком, в областях с высокой интенсивностью звука процесс закрепления ускоряется. Последующее проявление фотопленки, закрепленной в разной степени, дает изображение, соответствующее уровням звука на ее поверхности. Этот метод использовался для записи интерференционных картин акустических голограмм. Однако он имеет серьезные недостатки, так как записывающийся звук должен иметь очень большую интенсивность (около ватта на квадратный сантиметр), но даже и тогда экспозиция обычно затягивается до получаса.

В другом методе крахмальная пластинка помещается в раствор йода. Под воздействием звука крахмал окрашивается йодом, записывая звуковую картину. В этом случае тоже необходимы высокий уровень интенсивности звука и большое время экспозиции.

Если высокочастотный источник звука, например пьезоэлектрический преобразователь с частотой колебаний пять мегагерц, поместить в бак с водой и направить излучение на поверхность, вода будет вспучиваться в местах, где звук достигает поверхности. Акустические лучи двух таких высокочастотных источников, помещенных под водой и направленных на поверхность, будут интерферировать, и в результате появится интерференционная картина в виде установившейся ряби. Если какой-либо объект теперь поместить в один из лучей, то картина ряби на поверхности и будет голограммой объекта.

Такое изображение может быть восстановлено двумя способами. В первом — методе «реального времени» — просто освещают поверхность лазером. Рябь выполняет роль оптической фазовой голограммы. Правильное изображение предмета оказывается ниже поверхности воды, а сопряженное изображение представляется действительным изображением над поверхностью. Из-за линейного искажения, обусловленного разностью длин волн звука и света, восстановленное изображение оказывается значительно дальше от поверхности, чем сам предмет. Второй метод за-

ключается в фотографировании ряби. При этом на фотопластинке получается голограмма, восстанавливаемая обычным способом.

При использовании первого метода восстановленное изображение (из-за линейного искажения, вызванного неравенством длин волн звука и света) находится настолько далеко от поверхности, что его можно разглядеть только в телескоп. Однако можно обойтись и без телескопа, поместив акустическую линзу между объектом и поверхностью таким способом, чтобы трехмерное изображение, образуемое линзой, проектировалось на эту поверхность. Опорная волна распространяется, как и прежде, но голограмма теперь сфокусирована, так что при восстановлении изображение оказывается на поверхности (см. рис. 3). В ранних экспериментах акустические линзы создавали значительные аберрации в голографическом изображении, но недавно выполненная работа с жидкостными акустическими линзами дала вполне удовлетворительные результаты.

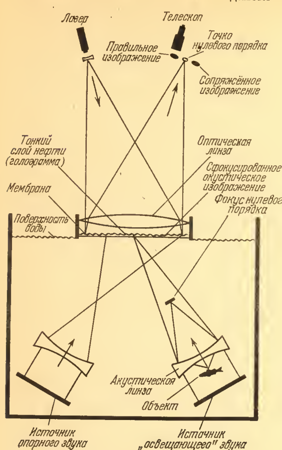


Рис. 3. Акустическая голография, использующая поверхность жидкости, дает интерференционные картины, которые могут быть тут же восстановлены. Сфокусированное акустическое изображение объекта после прохождения через волну и мембрану образует с опорным лучом дифракционные кольца на поверхности нефтяной пленки. Акустическое изображение объекта кодируется ввиде «голограммы» на нефти, расшифровывается лазерным лучом и рассматривается через телескоп.

При использовании водной поверхности возникают две основные проблемы. Первая — поверхность очень чувствительна к нежелательным колебаниям и крупномасштабным движениям, разрушающим рябь. Вторая — интенсивности рассеянного и опорного лучей должны быть разумно сбалансированы на поверхности. В противном случае на поверхности образуются течения, также разрушающие рябь голограммы. Это ограничивает используемую площадь водной поверхности, что в свою очередь ограничивает апертуру и, следовательно, качество конечного восстановленного изображения. Была разработана техника покрытия водной поверхности тонкой мембраной. Над мембраной создавалась нефтяная пленка толщиной несколько миллиметров, и рябь образовывалась на поверхности этой пленки, а не на поверхности воды. Когда метод нефтяной пленки применяется вместе с новыми типами акустических линз и импульсными источниками звука, практическая ценность этой методики значительно увеличивается.

Недавно этот метод был использован для записи некоторых из наиболее хорошо восстановленных изображений, полученных до сих пор. Группа под руководством Байрона Б. Брендена из Северо-Западной Тихоокеанской лаборатории института имени Бетелле сняла голографический кинофильм, дающий акустическое изображение золотой рыбки в масштабе реального времени. Изображение получено при использовании звука с частотой девять мегагерц. Ясно видны скелет рыбки и ее плотные внутренние органы (см. рис. 4). Хорошо видно движение внутренних органов, открытие и закрытие рта рыбки, поднятие и опускание ее

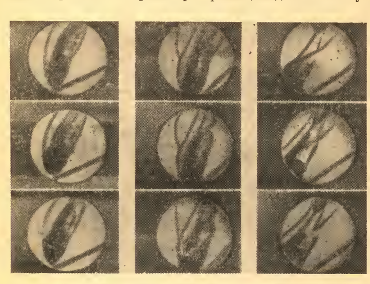


Рис. 4. Акустическое изображение золотой рыбки было получено при использовании метода жидкостной поверхностной голографии (см. рис. 3). 16-миллиметровая кинокамера фотографирует восстановленные иа голограмм иаображения по мере появлений их на телевизионном экране. Камера не была полностью синхронизована с частотой телевизионных кадров, отсюда светлые и темные полосы. Эта система была разработана Байроном Б. Бренденом и Гэри Ленглойсом в Северо-Западной Тихоокеанской лаборатории института имени Бетелле. Работа была выполнена по контракту с компанией «Холотрон Корпорейшн».

спинных плавников. Такая система, работающая в масштабе реального времени, позволяет наблюдателю следить за движением объекта и опознавать его и имеет поэтому огромные достоинства. Интерпретация объекта может оказаться затруднительной, если наблюдатель рассматривает неподвижный объект. Эти и другие результаты показывают, без сомнения, что акустическая голография может играть важную роль в медицинской диагностике.

Существуют другие методы для записи голограмм, полученных на поверхности жидкости или непосредственно под ней. В них применяются механическое сканирование детектором, расположенным ниже уровня жидкости, и электронное сканирование пьезоэлектрическим преобразователем. Однако они не имеют значительных преимуществ перед методом, который я описал ранее. Поэтому я перейду к описанию экспериментов по сканированию акустических изображений, создаваемых в воздухе. Эта методика использовалась нашей группой при работе в лаборатории Перспективных исследований компании «Мак Доннел Дуглас Корпорейшн». Метод воздушного сканирования не имеет очевидных практических приложений из-за того, что длины используемых волн

в 20—100 раз длиннее, чем длины волн, легко генерируемых в воде. В результате этого разрешение гораздо хуже. (Длины волн в воздухе лежат между 29 и 14 миллиметрами, соответствуя частотам звука от 12 до 25 килогерц.) Тем не менее оказывается, что метод воздушного сканирования является гибким лабораторным инструментом для исследования различных аспектов акустической голографии. В типичном эксперименте изучаемым объектом является буква алфавита, вырезанная из листа мазонита размером в несколько десятых долей квадратного метра. Источник звука находится на одной стороне листа, а записывающий микрофон движется по дифракционной картине на другой стороне. Сигнал микрофона модулирует интенсивность пятна на экране электронно-лучевой трубки, а голограмма получается при фотографировании экрана.

Интересно, что получится, если микрофон будет неподвижен, а двигаться будет источник звука. Можно показать, что в случае, когда источник звука неподвижен, картина интерференции звуковых волн на поверхности объекта «вморожена» в пространство. Роль микрофона заключается в выборке отдельных плоскостей этой «вмороженной» картины. Однако, если закрепить микрофон и двигать источник звука, интерференционная картина в плоскости, где теперь расположен микрофон, будет изменяться во времени.

Будет ли голограмма, записанная при этих постоянно изменяющихся условиях, походить на запись с помощью микрофона, движущегося по «вмороженной» картине? Удивительно (хотя на самом деле нет причины для удивления), но эти две картины идентичны, так же как и их восстановленные изображения (см. рис. 5). Этот эксперимент показывает, что когда для акустического освещения объекта используется точечный источник, а для записи полученной голограммы — точечный детектор, между ними существует соотношение взаимности. Другими словами, записываемые амплитуда и фаза не изменятся, если источник и детектор поменять местами.

В другой серии экспериментов мы изучали волновую картину голограммы не в проходящих, а в отраженных волнах. В этих экспериментах использовались буквы *A*, *R* и *L* (начальные буквы английских слов Advanced Research Laboratory — Лаборатория перспективных исследований). Каждая буква была сделана в виде мозаики из камешков различного размера и была около 1,2 метра высотой. Мы хотели обнаружить, как будут отличаться голограммы при освещении букв звуком с тремя различными длинами волн. Для наглядности мы собирались отпечатать изображения в различных цветах и получить при их наложении одно трехцветное изображение.

Для полной аналогии звук — цвет мы выбрали длины волн звука так, чтобы между ними выполнялось то же соотношение, что и между длинами волн голубого, зеленого и красного света. Длины волн этих трех цветов примерно равны 420, 525 и 630 нанометров и относятся как 4 : 5 : 6. В соответствии с этим мы выбрали длины звуковых волн 16, 20 и 24 миллиметра, что соответствует частотам 21, 18 и 15 килогерц.

Как мы и ожидали при планировании этого эксперимента, мишень, состоящая из твердых камешков, вела себя как «белый» отражатель звука. Поэтому голограммы для каждой длины волны очень похожи, и буквы в окончательном трехцветном изображении содержат примерно равные количества каждого цвета. При трехцветной печати первичные цвета, красный, зеленый и голубой, получались смешиванием их дополнительных цветов: цианин («голубой»), фуксин (красная анилиновая

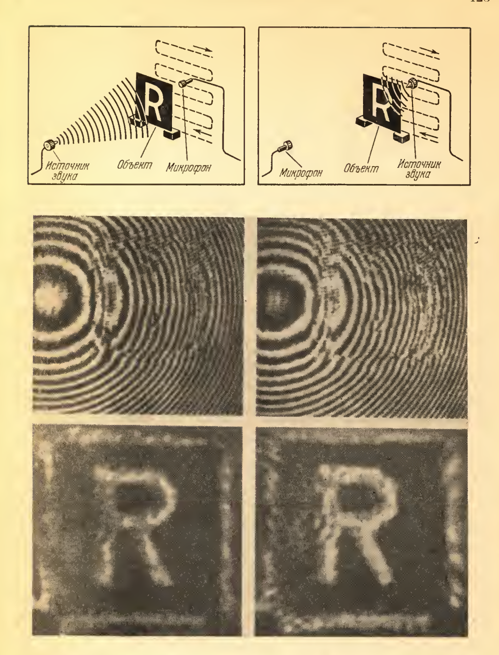


Рис. 5. Эквивалентные голограммы и восстановленные изображения получены для двух случаев. Первый — микрофон движется растровым способом, источник неподвижен (левая колонка). Второй — движется источник звука, микрофон неподвижен (правая колонка). Объект, сканируемый в обоих случаях, — вырез в виде буквы R на панели размерами около 1,2 метра. Акустические голограммы — два средних изображения. Изображения, восстановленные лазерным лучом, приведены внизу. Эксперимент проведен автором и Спайнеком.

краска — «красный») и желтый. Окончательное изображение получалось наложением трех акустических голограмм в цветах, соответствующих длинам создавших их звуковых волн. Если это изображение воспроизвести на цветном диапозитиве и осветить когерентным лучем белого цвета (подобранной смесью когерентных красного, зеленого и голубого света), то при таком восстановлении буквы *ARL* будут казаться белыми.

В ранних экспериментах методы акустической голографии были прямыми акустическими аналогами оптических методов. Однако постепенно стало очевидно, что можно ввести совершенно новую технику, не

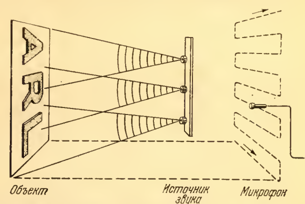


Рис. 6. Для получения голограмм, воспроизведенных на рис. 5, были сканированы в воздухе голографические рисунки. Буквы *ARL*, образованные из камешков, «освещались» тремя «пищалками» (высокочастотными динамиками), работающими в фазе с одинаковой частотой. Картина отраженных звуковых волн сканировалась микрофоном и передавалась в цепь, вырабатывающую электронный эквивалент опорного луча. После этого суммарная выходная волна подавалась на катод электронно-лучевой трубки и фотографировалась. Голограммы записывались на частотах 15, 18, и 21 килогерц. Метод восстановления голограмм показан на рис. 8.

имеющую оптического эквивалента. Например, при электронном детектировании выходным сигналом детектора (микрофона) является электрический сигнал той же частоты и фазы, что и акустический. Поэтому, вместо смешивания рассеянной и опорной акустических волн и последующего детектирования их суммы, опорную волну можно имитировать электронным способом. В этом случае детектируют только одну акустическую волну, а выходной электрический сигнал детектора складывается с опорным электрическим сигналом. Опорный сигнал берется непосредственно от электронного генератора сигналов, питающего «освещающий» источник звука. Электронное суммирование в этом случае соответствует интерференции рассеянной и опорной волн. В настоящее время почти всегда используется электронная имитация опорной волны.

Другим важным преимуществом этого типа детектирования является возможность оперировать рассеянным сигналом, перед тем как сложить его с электронным опорным сигналом. Мы пользовались этим при исследовании относительной важности двух параметров рассеянной волны, обычно записываемых в голограмме: фазы и амплитуды. Это дало запись чисто фазовой голограммы. Мы брали электрический аналог рассеянной волны, амплитуда и фаза которой меняются при сканировании объекта детектором. С помощью электронных преобразований амплитуда поддерживалась постоянной (как бы сильно не менялась акустическая амплитуда), но фаза рассеянной волны сохранялась без изменений.

Окончательная фазовая голограмма получается путем суммирования этого сигнала постоянной амплитуды с опорным сигналом тоже постоянной амплитуды. Фазовая голограмма отличается по виду от обычной голограммы только тем, что контрастность интерференционных колец постоянна по всей плоскости голограммы. (Изменения контрастности в

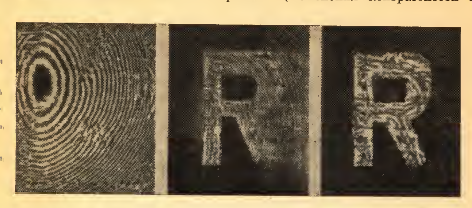


Рис. 7. Вырез в виде буквы *R* «освещался» «пищалкой», работающей на частоте 18 килогерц при использовании установки рисунка 5. Однако в этом случае интенсивность голографической картины поддерживалась постоянной при помощи электроники, а записывалась только фазовая информация, дающая фазовую голограмму (слева). Восстановленное изображение (в середине) отвечает ситуации, в которой микрофона, расположенного в фокальной плоскости правильного изображения (см. рис. 8), достигали два находящихся не в фокусе изображения: динамика и объекта. На фотографии справа — находящиеся не в фокусе изображения срезались, а оставалось только правильное изображение буквы.

обычной акустической голограмме соответствуют изменениям в амплитуде рассеянной волны.) Фазовые голограммы, как правило, резче передают углы, чем обычные акустические голограммы (см. рис. 7, 8).

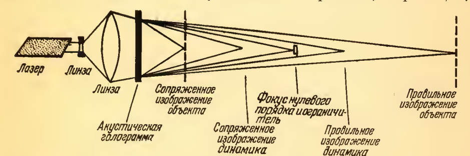


Рис. 8. Схема оптического восстановления, используемая для расшифровки с помощью лазера голограммы буквы *R*, показывает, где различные изображения попадают в фокус. Из-за того, что динамик, используемый в этом эксперименте как источник звука, был «виден» микрофону через отверстия в букве *R*, он записывался на голограмме. При желании его можно было бы видеть сфокусированным.

Более того, в некоторых случаях сохраняется относительная «акустическая яркость» деталей объекта.

Следующая хитрость, применимая к звуковым, но не к световым волнам, привела к развитию новой техники, называемой временно́й опорной голографией. Как показывает название, записываются вариации рассеянной волны во времени, а не по отношению к опорной волне. Для этого регистрируется потенциал давления рассеянной акустической опорной волны в некоторый выделенный момент периода акустического

колебания. Главное преимущество, которым обладает временная опорная голография перед обычной акустической голографией,— более высокая скорость записи, обеспечивающая более удовлетворительное изображение движущихся объектов.

Лаборатория Перспективных исследований компании «Дуглас» в настоящее время разрабатывает методику, пригодную для медицинской диагностики. С ее помощью временны́е опорные акустические голограммы на звуковых волнах с частотой один мегагерц можно будет записывать за одну полумиллионную долю секунды. Этот метод использует новую форму оптической интерферометрической голографии — субволновую интерферометрию. Название показывает, что регистрируемые смещения меньше одной оптической длины волны. (В обычной интерферометрии смещения составляют многие оптические длины волн.)

Вкратце, метод состоит в следующем. Рассеянная акустическая волна падает на поверхность, заставляя ее колебаться с амплитудой, значительно меньшей оптической длины волны. Деформация поверхности регистрируется при освещении ее импульсным лазером, и на фотопластинке получается оптическая голограмма поверхности. Через полпериода (т. е. через половину миллионной доли секунды) второй импульсный лазер, расположенный на той же оси, что и первый, на ту же фотопластинку записывает вторую голограмму деформированной поверхности. Однако за время, прошедшее между двумя экспозициями, световой путь оптической опорной волны уменьшается на четверть оптической длины волны. Когда восстанавливается двухкомпонентная оптическая голограмма, то вариации яркости восстановленного изображения поверхности пропорциональны вызванным акустической волной деформациям, происшедшим между двумя импульсами. Полученное таким образом восстановленное изображение поверхности и является временно́й опорной голограммой акустического волнового поля, отраженного от поверхности.

Описанный метод имеет несколько важных преимуществ. Во-первых, апертура такой голограммы ограничена только мощностью лазера, используемого для освещения поверхности. Импульсный лазер в состоянии хорошо освещать поверхность около 0,3 квадратных метра, обеспечивая тем самым разрешение и качество изображения, необходимое для того, чтобы акустическая голограмма стала полезным орудием. Во-вторых, использование оптических средств для детектирования поверхности позволяет обойти серьезные инженерные проблемы, связанные с созданием электронных детекторов большой апертуры. В-третьих, чрезвычайно высокая скорость записи означает, что на эту систему слабо влияет движение объекта.

Техника записи с жидкой поверхности и оптической записи временны́х акустических голограмм, которая находится в настоящее время в стадии разработки, выглядит многообещающе как практически надежная система для работы с высокими ультразвуковыми частотами. Такие частоты, лежащие в мегагерцевой области, потребуются в медицинской диагностике и при неразрушающих испытаниях материалов. Получение высококачественных изображений человеческого тела, показывающих структуру мягких тканей, органов и сосудов, будет давать врачу новую клиническую информацию. Такая система будет значительным подспорьем существующим методам импульс — эхо и рентгеновским методам. Акустическая голография для изображения объектов под поверхностью земли и моря находится в стадии разработки, но ее осуществление — дело более отдаленного времени.

Виктор Вейли

ИЗМЕРЕНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ ЗЕМНОЙ КОРЫ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРА

(ДЕКАБРЬ 1969 г.)

Большие интерферометры, работающие на основе лазерных лучей, дают возможность с небывалой точностью регистрировать слабые смещения земной коры. Длина одного из этих лазерных измерителей деформаций 1020 метров.

Земля находится в состоянии непрерывной деформации. Землетрясения — наиболее очевидное и мощное проявление этих деформаций. Оно состоит из ряда толчков, представляющих собой резкие изменения в состоянии напряжения земной коры и мантии. Эти толчки образованы продольными волнами сжатия и поперечными волнами. Их сопровождают другие: волны Релея (аналогичные волнам в воде) и волны Лоува (длинные волны, колеблющиеся под прямым углом к направлению распространения). Возникают другие виды деформаций, продолжающиеся дни или годы. Есть и еще — настолько слабые и с таким большим периодом, что их не регистрируют сейсмографы. Это — микросейсмические волны с амплитудами деформации порядка нескольких десятимиллиардных (10^{-10}) и периодами в несколько секунд, а также приливы в земной коре с амплитудами порядка нескольких стомиллионных (10^{-8}) и периодами в 12 часов. Регистрация и анализ этих деформаций помогают лучше понять процессы, происходящие внутри Земли, и ее строение.

До последнего времени наиболее точным прибором для измерения деформаций был измеритель Бениоффа, созданный 30 лет назад покойным Хьюго Бениоффом в Калифорнийском технологическом институте (рис. 1). Измеритель Бениоффа настолько чувствителен, что может регистрировать изменение деформаций земной коры порядка частей одной миллиардной. Однако в последние несколько лет ученых сильно заинтересовала возможность создания еще более точных измерителей деформации. В частности, этот интерес связан с надеждой, что будет возможно исследовать больший интервал сейсмических частот и эту информацию можно будет использовать для предсказания землетрясений. С помощью сверхточных измерителей, быть может, удастся определить, действительно ли существуют гравитационные волны, предсказанные общей теорией относительности.

Изобретение лазера позволило работникам ряда учреждений, в том числе мне и моим коллегам из Научных исследовательских лабораторий

компании «Боинг» и Вашингтонского университета, создать такие приборы. Эти приборы называются геофизическими лазерными измерителями деформаций. По существу, это большие интерферометры: приборы, измеряющие изменения длины по усиливающей и ослабляющей интерференции световых волн. В принципе они могут измерять амплитуду деформации с точностью до 10^{-15}. Некоторые из таких приборов уже действуют в течение коротких периодов времени с точностью, достигающей 10^{-12}.

Преимущества этой установки перед прежними измерителями деформаций Земли — такими как измеритель Бениоффа — очевидны. Измеритель Бениоффа состоит из длинного цилиндра из плавленого кварца,

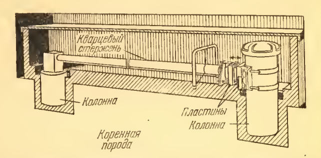


Рис. 1. Измеритель Бениоффа — наиболее чувствительный из нелазерных измерителей деформации. Он может регистрировать изменения в амплитуде деформации порядка 10^{-9} в течение большого промежутка времени. Когда изменяется состояние деформации, увеличивается или уменьшается расстояние между концом горизонтально расположенного стержня из плавленого кварца (слева) и вертикальной колонной (справа). Пластина, присоединенная к концу стержня, и пластина на колонне служат электрическим конденсатором, и изменение расстояния между ними вызывает изменение резонансной частоты контура. Влажность, давление и температура ограничивают точность измерителя Бениоффа, поскольку могут влиять на его длину.

установленного таким образом, чтобы он мог свободно двигаться над Землей. Один конец цилиндра фиксируется в коренной породе, на другом конце находится считывающая система, которая непрерывно измеряет расстояние между этим концом и стойкой, также установленной на коренной породе. Роль считывающей системы может играть электрическая цепь, связывающая пластину на конце кристалла с пластиной, укрепленной на стойке. Эти две пластины служат конденсатором в колебательном контуре. При изменении расстояния между ними, связанном с горизонтальной деформацией, меняется резонансная частота контура.

Однако такой прибор чувствителен к изменениям температуры, барометрического давления и влажности, каждое из которых может изменить длину цилиндра. Кроме того, трудно изготовить цилиндр из плавленого кварца длиннее, чем 20—30 метров. Это ограничивает точность прибора из-за того, что коренные породы, на которых он устанавливается, почти всегда в трещинах. Из-за них местные явления затемняют региональные или глобальные деформации земной коры. Чтобы усреднить эти локальные эффекты и регистрировать лишь более общие деформации, измерения необходимо проводить на больших расстояниях.

Около пяти лет назад мои коллеги Р. С. Крогстед, В. Вейли и я решили, что эти трудности можно преодолеть, приспособив в качестве измерителя деформаций лазерный интерферометр. Преимущества такого измерителя видны на примере 1020-метрового прибора, созданного Р. С. Бостромом и мной (рис. 2). Он расположен в заброшенном желез-

нодорожном туннеле на глубине примерно 500 метров под землей в ущелье Стивенса (штат Вашингтон). Этот прибор является по существу

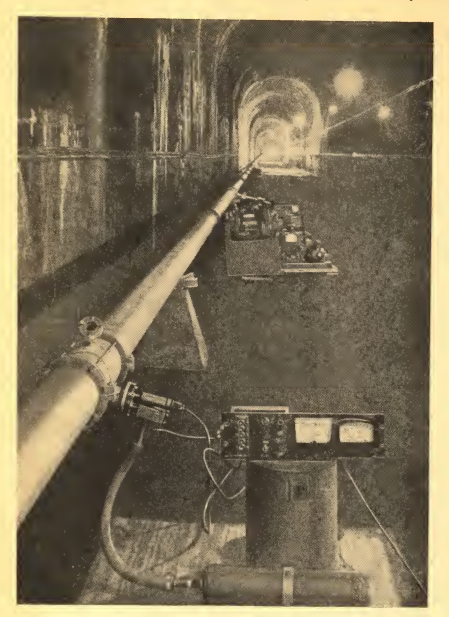


Рис. 2. Километровый лазерный измеритель установлен в заброшенном железнодорожном туннеле в ущелье Стивенса, штат Вашингтон. Видна 1020 метровая откачанная труба, по которой проходит лазерный луч и которая предохраняет его от атмосферных влияний. На переднем плане виден осушитель, в середине — вакуумный насос. Этот измеритель деформаций расположен на глубине примерно 500 метров под землей. Он создан автором и Р. С. Бостромом из Вашингтонского университета.

удлиненным интерферометром Фабри — Перо. В нем красный луч (с длиной волны 6238 ангстрем) от гелиево-неонового лазера идет по

алюминиевой трубе длиной 1020 метров. Перед тем как попасть в трубу, луч проходит через полупрозрачное зеркало, установленное под острым углом к нему, а затем через другое полупрозрачное заркало, установленное под прямым углом к лучу (см. рис. 3). Половина света проходит через первое зеркало, и значительная часть его отражается обратно от второго. Эта часть, попадая на обратную сторону первого зеркала, направляется в детектор, расположенный под прямым углом к основному лучу. Пропущенный вторым зеркалом свет проходит трубу, падает на третье зеркало на другом конце трубы и отражается назад ко второму зеркалу. Часть его проходит это зеркало и, повторив тот же путь, что и

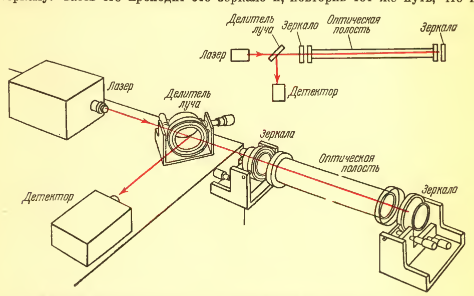


Рис. 3. Лазерный измеритель определяет деформации, регистрируя движение грунта. В этом измерителе деформаций, в основе которого лежит интерферометр Фабри — Перо, лазер (слева) посылает луч через делитель, установленный под острым углом к лучу (в центре слева). Делитель пропускает луч на полупрозрачное зеркало (в центре). Часть света отражается этим зеркалом и попадает в детектор. Оставшаяся часть луча попадает в оптическую полость через зеркало (справа) и отражается обратно третьим зеркалом (справа ниже). Когда луч возвращается в оптическую полость, его волны интерферируют с волнами, входящими в трубу, создавая интерференционную картину. Когда деформация Земли изменяет расстояние между двумя зеркалами, полосы в интерференционной картине сдвигаются. Делитель луча отклоняет интерференционную картину на детектор таким образом, что движение полос может регистрироваться. Сверху показана принципиальная схема этой установки.

свет, первоначально отраженный от второго зеркала, попадает в детектор. Два зеркала на концах трубы образуют резонансную полость, в которой световые волны, распространяющиеся в одном направлении, могут интерферировать со световыми волнами, распространяющимися в противоположном направлении. В детекторе интерференция наблюдается в виде параллельных темных и светлых полос. Светлые полосы возникают в результате усиливающей интерференции, а темные — в результате ослабляющей. Оба зеркала установлены на гранитных блоках, укрепленных в коренной породе, и когда деформация Земли слегка изменяет расстояние между ними, положение полос изменяется.

Лазерный измеритель деформаций можно построить и по принципу интерферометра Майкельсона. В то время как интерферометр Фабри — Перо имеет одно «плечо» (или главный световой путь), у интерферометра Майкельсона их два, одинаковых и перпендикулярных друг другу.

Первичный свет делится на два луча, которые с помощью системы зеркал направляются таким образом, что интерферируют друг с другом после прохождения одинаковых путей.

Первое преимущество лазерного измерителя деформаций заключается в его длине. В то время как длина измерителя Бениоффа ограничивается 20—30 метрами, длина лазерного измерителя деформаций практически неограничена. Поэтому его чувствительность может быть чрезвычайно высокой. Лазерный луч даже после отражения размазывается очень слабо. Кроме того, световые волны в луче остаются когерентными на значительном расстоянии, т. е. остаются в фазе. Такой луч может быть послан на любое существующее на Земле расстояние, и он отразится назад в начальную точку без заметного уменьшения интенсивности и когерентности. Поэтому интерференционная картина будет легко создаваться и после прохождения большого пути.

Так же как и на измеритель Бениоффа, на лазерный измеритель деформаций влияют атмосферные условия. Изменения температуры, давления и состава воздуха создают турбулентность, которая может исказить лазерный луч. Поэтому 1020-метровая труба установки в ущелье Стивенса откачана. Фактически весь световой путь установки заключен в трубе. Только миллиметр воздуха отделяет основные зеркала от торцов трубы, закрытых оптическими стеклами с покрытием, уменьшающим потери на отражение. Кроме того, установка помещена глубоко под землей, изолирующей ее от случайных тепловых деформаций, обусловленных ежедневным нагреванием и охлаждением земной поверхности. Эти деформации обычно не интересуют исследователей. Установка в ущелье Стивенса и некоторые другие лазерные измерители определяют изменения в деформациях Земли, регистрируя движение интерференционных полос. Для слежения за движением полос в измерителе в ущелье Стивенса применен тот же механизм, что и для слежения за звездой в космических навигационных датчиках. Он представляет собой зеркальный гальванометр. Зеркало направляет свет от полосы на фотоумножитель, управляющий в свою очередь током в гальванометре. Когда фотоумножитель регистрирует уменьшение освещенности, что означает смещение с зеркала света от центра полосы, ток через гальванометр увеличивается и поворачивает зеркало снова к центру полосы. В следящем механизме можно использовать также пьезокристалл или датчик автоматической подстройки широкополосного усилителя.

Гальванометр может следить за смещением полосы с точностью до одного процента от расстояния между полосами. Оно равно половине длины волны света, используемого в интерферометре. Поэтому расстояние между полосами в лазерном измерителе деформаций соответствует примерно 30 ангстрем — примерно 15 диаметрам атома. Уровень шума в лазере настолько мал, что практически возможны измерения с точностью до стотысячной (10^{-5}) расстояния между полосами. Такая точность позволит измерять деформации Земли с точностью до 10^{-15} от базы измерителя. Обычно измеритель с базой 1020 метров регистрирует микросейсмические волны с амплитудой 10^{-10}, а в течение коротких периодов времени его чувствительность достигает 10^{-12}.

Какие же виды явлений вызывают движение полос? Прежде всего это — микросейсмические волны, и при штормах в северной части Тихого океана их амплитуда, зарегистрированная прибором, увеличивается в пять и более раз. Энергетический спектр, полученный на установке (рис. 4) (т. е. спектр энергий при различных длинах волн), дает резко

выраженные пики для волн с периодом около семи секунд. Частично они связаны с микросейсмическими волнами (рис. 5), а частично с резонансами туннеля, в котором находится установка. Кроме этого, существует резкий пик с периодом семь минут. Он вызван слабыми вариациями давления атмосферы. Третий характерный резкий пик в энергетическом спектре — волна с периодом 12 часов, вызванная земными приливами.

Конечно, смещение полос должно считываться каким-либо способом. Для того чтобы считывающая система могла следить за смещением более чем нескольких полос, она снабжена ограничителем. Он прерывает

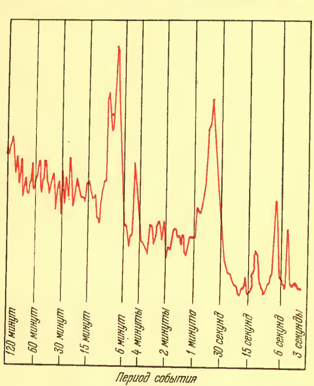


Рис. 4. Энергетический спектр — спектр, состоящий из всех сейсмических частот, вызываемых деформацией, регистрировался на интерферометре в ущелье Стивенса в течение шести дней с 28 мая по 2 июня 1968 года. Справа, первая группа маленьких пиков, отвечает микросейсмическим волнам и резонансам в туннеле с периодами от 3 до 12 секунд. Самые высокие пики отвечают небольшим изменениям в давлении воздуха в туннеле, что соответствует низшим резонансам самого туннеля.

действие следящего механизма на расстоянии примерно в ширину полосы. После этого считывающий механизм возвращается в точку равновесия и следит за следующей полосой. Поэтому при деформации Земли, отвечающей смещению полосы более чем на половину длины волны света, записанная кривая будет содержать разрыв. Это — удобный и непрерывный способ калибровки системы. Направление разрывов кривой указывает направление движения почвы.

В принципе этот тип считывающей системы может записывать любую амплитуду движения земной коры. Например, когда движения за-

писываются на катушку бумаги, размер наносимой кривой соответствует движению следящего устройства. Когда устройство возвращается для записи следующей полосы, перо самописца также возвращается в свое первоначальное положение и начинает новую кривую. Если бы устройство не имело ограничивающего переключателя, кривая, представляющая движение полос, была бы непрерывна (в этом случае перо самописца не возвращалось бы в точку равновесия). Такая конструкция сделала бы записывающую систему неприемлемо громоздкой. Для системы, которая может одновременно записывать деформации Земли с амплитудой 10^{-12} и земные приливы с амплитудой 5×10^{-8}, потребовалась бы бумажная записывающая лента шириной 20 метров! Те же соображения относятся и к магнитной ленте, которая способна записывать лишь сигналы с изменениями их величины на четыре порядка.

Для измерения абсолютных перемещений существует другая столь же точная система, дополнительные преимущества которой состоят в том, что она не имеет движущихся механических частей. В этой системе, предложенной Джоном Л. Холлом из университета штата Колорадо, два лазера. В одном лазере два отражающих зеркала, установленные на коренной породе, образуют полость Фабри—Перо. Частота этого лазера

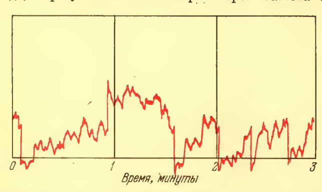


Рис. 5. Микросейсмическим волнам, регистрируемым измерителем в ущелье Стивенса, соответствует амплитуда деформации порядка 10^{-10}. Амплитуда может увеличиваться в пять и более раз, когда штормы обрушиваются на побережье.

изменяется при изменении расстояния между зеркалами, вызываемом деформациями Земли. Свет от второго лазера, поддерживаемый при постоянной частоте, смешивается со светом первого лазера, образуя биения. Измененение частоты биений пропорционально смещению породы, и она может быть измерено с помощью частотомера и записано.

Последнее основное преимущество лазерного измерителя деформаций — линейность его выходного сигнала: частота движений земной коры не влияет на форму сигнала. Кроме того, в лазерном измерителе деформаций не имеется никаких собственных механических резонансов, затрудняющих интерпретацию полученных результатов.

В настоящее время работают или вводятся в строй несколько других лазерных интерферометров. Одним из них является предшественник установки в ущелье Стивенса — первый геофизический измеритель деформаций, построенный Крогстедом, Р. В. Моссом и мной пять лет назад. Для определения точности этой установки она сначала была спарена с измерителем Бениоффа Калифорнийского технологического института в Большом каньоне Дальтона, расположенном в Глендора, штат Кали-

форния. Впоследствии установка была модифицирована и установлена в заброшенной шахте в разрыве Керн Ривер в Калифорнии в положении, сводящем к минимуму тепловые деформации. В настоящее время под руководством Джолроя Годжера и Д. В. Слейда из лаборатории Проблемных исследований компании «Дуглас» и моим на этой установке исследуются поперечные деформации в районе разрыва. Эта установка имеет одну полость Фабри — Перо длиной 10 метров, а вторую — длиной 25 метров.

Амплитуда земных приливов, регистрируемая на этой установке, в десять раз больше нормальной. Это указывает на увеличение деформаций в районе разрыва. Другое интересное явление, наблюдаемое в этом месте,— тонкая структура движения разрыва. Типичная запись указывает на группу колебательных движений, продолжающихся обычно несколько минут. В большинстве случаев Земля возвращается после окончания процесса в первоначальное состояние. Однако иногда устанавливается новое деформированное состояние. Эти события могут вызываться небольшими деформациями, происходящими на некотором расстоянии

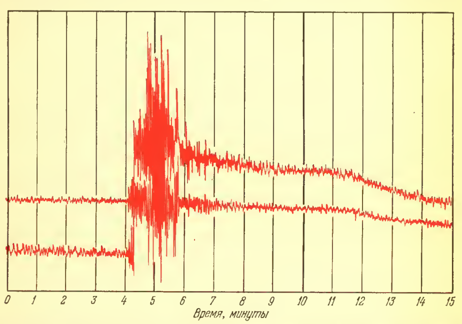


Рис. 6. Подаемный взрыв на полигоне Комиссии по атомной энергии в Неваде был записан интерферометром Фабри — Перо в разрыве Керн Ривер, штат Калифорния. Ударная волна длилась более минуты. Из-за того, что установка состоит из двух полостей или «плеч», на записи этого варыва видны два следа, верхний от 10-метрового, нижний от 25-метрового «плеча».

от места записи. Когда такие деформации исчезают, снова восстанавливается первоначальное состояние.

Некоторые события, регистрируемые в районе разрыва Керн Ривер, вызваны землетрясениями или подземными ядерными взрывами в Неваде (рис. 6, 7). Достаточно одного прибора — измерителя деформации с двумя расположенными под прямым углом «плечами»,— чтобы определить расположение и мощность события. Расстояние может определяться по разнице во времени прибытия поперечной волны и волны сжатия,

а направление — из относительной мощности волны сжатия в каждом «плече». Абсолютная величина амплитуды поперечных волн и волн сжатия дает представление о мощности события. Взрывы часто отличают от землетрясений по относительно слабым, по сравнению с волнами сжатия, поперечным волнам.

800-метровый измеритель деформаций, использующий интерферометр Майкельсона, работает под руководством Ральфа Х. Ловберга и Джонатана Бергера из Калифорнийского университета в Сан Диего. Зеркала интерферометра и считывающая система установлены на стойках, врытых в землю на глубину 3 *м* для уменьшения влияния тепловых деформаций. Небольшие постройки защищают стойки от ветра и нежелательного нагрева Солнцем. Длинная вакуумная труба, в которой заключен световой путь, проходит над землей. Это вызывает необходимость хитроумной системы компенсации термических расширения и сжатия, которые достигают нескольких сантиметров в воздушном зазоре между трубой и зеркалами интерферометра.

Модификация интерферометра Майкельсона была создана Энтони Ф. Генджи из Техасского университета. Его интерферометр состоит из

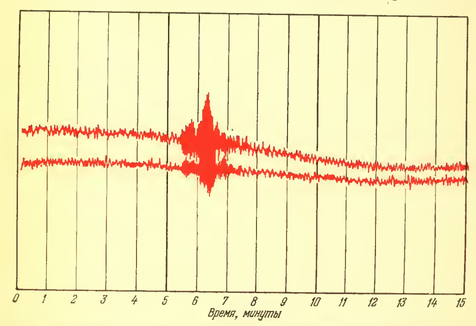


Рис. 7. Землетрясение в Кораллитос, штат Калифорния, на измерителе деформаций с двумя «плечами» в Керн Ривер зарегистрировалось в виде короткого импульса. При землетрясения в основном генерируются волны сдвига, а не волны сжатия, в то время как ядерные взрывы выделяют большую часть своей энергии в виде волн сжатия. Землетрясение в Кораллитос было небольшим колебанием Земли, продолжавшимся лишь одну минуту; при этом выделилась небольшая энергия.

плеча длиной в один метр, фиксированного на коренной породе, и другого плеча регулируемой длины. Его длина поддерживается равной длине первого плеча при помощи специального механизма так, чтобы интерференционная картина оставалась неизменной. Поэтому смещения земной коры пропорциональны напряжению, которое необходимо приложить для изменения длины регулируемого плеча.

Холл, Дж. Е. Феллер и Питер Л. Бендер из университета штата Колорадо создали 30-метровый интерферометр Фабри—Перо в заброшенной шахте вблизи Боулдера, штат Колорадо. Эта установка превращена в измеритель деформаций, работающий на принципе «биений».

Лазерный измеритель деформаций для измерения относительных смещений между двумя направлениями был создан Х. Дж. Ван Вейеном, Дж. Севино и Леонардом Е. Олсопом из Геологической обсерватории Ламонт-Догерти Колумбийского университета. Два лазера метровой длины установлены под прямыми углами, а их зеркала, образующие лазерные полости, фиксированы в коренной породе. Частота биений между этими двумя лазерами показывает относительное смещение. Точность системы ограничена, так как расстояние между лазерами должно дополнительно измеряться.

Единственная серьезная трудность, с которой сталкиваются все системы с лазерными интерферометрами,— нестабильность лазерной частоты. Изменение частоты может вызвать ошибки по двум причинам: первая — получившиеся полосы будут сдвинуты, и вторая — частоту биений нельзя будет отличить от частоты, вызванной деформацией. В специально созданных лазерах, прекрасно изолированных термически и акустически, дрейф частоты может быть сделан менее 10^{-10} в час. Однако сейчас этого уже недостаточно для сверхточных измерений деформаций, таких, какие необходимо было провести для регистрации гравитационного излучения.

Для стабилизации частоты используются две различные системы. Одна система, созданная Ловбергом и Бергером, использует 30-сантиметровый стержень плавленого кварца, хорошо изолированный акустически и помещенный в термостат. Этот стержень и образует полость интерферометра Фабри — Перо, и часть света, испущенного лазером, отклоняется в эту полость. Если длина волны лазерного света изменяется, равновесие света в полости нарушается. Свет из полости подается обратно в лазер, и может быть восстановлена первоначальная длина волны. Качество системы определяется качеством стабилизирующей полости.

Холл и Ричард Л. Баргер стабилизировали источник лазерного света своего интерферометра Фабри—Перо, «запирая» его частоту в линию инфракрасного спектра метана с длиной волны 3,39 микрона. Частота этой линии определяется атомными константами, и поэтому удается обойти проблему механической стабилизации стандарта длины. Полуширина линии метана с длиной волны 3,39 микрона составляет около 10^{-12}, так что с помощью нее можно достичь соответствующей стабильности лазера.

Лазерные измерители деформаций вместе с измерителем Бениоффа и другими приборами могут сыграть свою роль в обнаружении причин возникновения замлетрясений, таких как землетрясение, обрушившееся на Аляску в 1964 году. Научные и инженерные данные, имеющиеся в настоящее время, недостаточны для того, чтобы избежать жертв. Когда все же удается предсказать, где произойдет большое землетрясение, невозможно оценить его величину или указать, когда именно оно случится. Однако участок земной мантии, где происходят землетрясения, должен колебаться с определенной частотой перед разломом или проскальзыванием, вызывающими землетрясение. Поэтому непрерывная регистрация деформаций в областях, в которых с высокой вероятностью происходят землетрясения, могла бы быть очень ценной. Группа геофизиков, возглавляемая В. Т. Пекорой из Геологической службы Соединенных Шта-

тов, обратилась к Правительству с просьбой о финансировании 10-летней программы по изучению возможностей предсказания и предотвращения землетрясений, которая должна включать и такое слежение за разломами.

Похожее и относительно недорогое инженерное применение лазерных измерителей деформаций может заключаться в непрерывном наблюдении за деформациями созданных человеком сооружений, таких как плотины и большие здания. Хотелось бы знать, как воздействуют на эти сооружения землетрясения, как изменяются их деформации, вызванные изменениями как в земной коре, так и в самих сооружениях. В шахтах с помощью измерителей деформаций, помещенных в соответствующие точки, где можно измерить скорость колебаний, могут быть предсказаны будущие обвалы.

Очевидно, что эти приборы можно использовать и в других областях геофизики. Например, существуют указания на то, что Северная и Южная Америки дрейфуют от Европы и Африки со скоростью несколько сантиметров в год. Движение возникает в среднеатлантической зоне крупных разломов, большинство из которых находится под поверхностью океана. Однако часть этой зоны пересекает Исландию, и здесь можно было бы с помощью лазерного измерителя деформаций регистрировать скорость дрейфа. Другое интересное место расположения измерителя деформаций для определения тонкой структуры движения земной коры — Барбадосский желоб. Это — зона сжатия, в которой дно Атлантического океана движется со скоростью в несколько миллиметров в час относительно Карибских островов.

Лазерный измеритель деформаций может быть приспособлен и для использования всей Земли или Луны в качестве приемной антенны для регистрации гравитационного излучения. Согласно общей теории относительности, колеблющаяся или вращающаяся масса, например двойная звезда, должна испускать гравитационные волны. Силовое воздействие этих волн на детектор перпендикулярно направлению распространения, как и у электромагнитного излучения. Взаимодействие этих волн с веществом вызывает расширения и сжатия. Поэтому форма планетарных тел, «чувствующих» их, будет слегка «колебаться». Такие изменения формы настолько мало изменяют состояние деформации, что могут быть зарегистрированы только сверхчувствительным измерителем.

В 1961 году Роберт Л. Форвард и его коллеги из Исследовательских лабораторий компании «Юз» сообщили о своих попытках зарегистрировать межзвездное гравитационное излучение, используя Землю в качестве приемной антенны. Измерения проводились с помощью измерителя Бениоффа в Лейк Изабелла, штат Калифорния, в сейсмически спокойный период. Несмотря на эти благоприятные условия, в энергетическом спектре измерителя не видно каких-либо пиков, отличных от пиков обычного колебательного режима Земли. Такие пики ожидались бы, если бы форма планеты колебалась. Поэтому Форвард смог только определить приблизительный верхний предел эффектов гравитационного излучения. Увеличение длины и чувствительности геофизических лазерных измерителей деформаций делает желательным продолжение поисков гравитационного излучения с использованием таких приборов.

Гравитационное излучение можно распознать по его специфическим поляризационным характеристикам. Когда свет линейно поляризован, т. е. его волны колеблются в одной плоскости, поляризационный фильтр будет регистрировать ту же самую поляризацию при каждом повороте

на 180 градусов. Уравнения Эйнштейна предсказывают, что гравитационное излучение поляризовано таким образом, что детектор должен регистрировать ту же самую поляризацию при каждом повороте на 90 градусов. Поэтому если Земля будет служить приемной антенной, можно надеяться регистрировать то же самое поляризационное состояние через каждые шесть часов. Другими словами, если гравитационное излучение приходит из фиксированного направления в пространстве, амплитуда излучения и, соответственно, деформация будут модулированы шестичасовым периодом. Одновременное наблюдение этого излучения с Земли и Луны будет представлять убедительное доказательство его существования. В этом случае спектры шума на Земле и на Луне независимы. Поэтому скоррелированные земная и лунная деформации (слегка сдвинутые по фазе) не могут возникать в результате каких-либо неопознанных внутренних причин.

Из-за того, что на Луне нет атмосферы, для лунных измерений не потребуется каких-либо длинных вакуумных труб. Одно из лучших мест для проведения лазерных измерений деформации — кратер Коперника. Он имеет диаметр около 100 километров, и его края достаточно высоки для того, чтобы возвышаться над горизонтом. Кроме того, это один из районов, который, вероятно, будет исследован в будущих лунных экспедициях.

Луна, без сомнения, является особенно хорошей гравитационной антенной. Приливы в твердом теле Луны имеют период 27 дней, в отличие от земного периода в 12 часов. На основе общего подобия состава Земли и Луны были получены оценки, что лунные приливы имеют амплитуду два и более метра. Однако существуют достаточные основания полагать, что эта цифра в действительности не так велика.

Открытие концентраций массы («масконов») под некоторыми лунными морями указывает, согласно Зденеку Копелу из Манчестерского университета, что жесткость Луны по крайней мере в 1000 раз больше, чем думали раньше. Это значит, что амплитуда лунных приливов должна быть менее сантиметра. Исходя из этого, изменение диаметра кратера Коперника за один цикл лунного прилива должно быть менее 0,5 миллиметра, что соответствует 2000 полос в интерферометре.

Копел оценил, что регистрируемое «лунотрясение», вызванное падением метеорита, будет происходить менее одного раза в столетие. Во всяком случае, относительно небольшие метеориты не образуют сейсмических волн на Луне, так как свою энергию они тратят в реголитах — гранулированном поверхностном слое Луны. Предварительные результаты, полученные с помощью сейсмографа Аполло 11, подтверждают предположение, что Луна — чрезвычайно спокойное тело.

Период низшего собственного колебания лунной поверхности примерно 15 минут. Это примерно в 3000 раз короче, чем период лунных приливов. Поэтому не должно возникнуть трудности при различении таких колебаний и лунных приливов даже в том случае, если отношение амплитуд 10^5 и более. Наблюдение за лунными колебаниями интересно само по себе, вызвано ли оно падением метеорита, «лунотрясением» или гравитационным излучением. Точное значение частоты колебаний и способ их затухания будут давать много информации о внутреннем строении Луны.

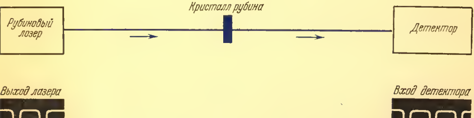
Свен Р. Хартман

ФОТОННЫЕ ЭХО

(АПРЕЛЬ 1968 г.)

Эксперименты, в которых на один конец рубинового кристалла падают два световых импульса, а второй конец его испускает три импульса, объясняются присущей кристаллу «фазовой памятью».

Несколько последних лет в Колумбийском университете мои коллеги и я изучали любопытное оптическое явление, называемое фотонным эхо. Мы пользовались при этом совсем простой экспериментальной техникой (рис. 1). Освещая рубиновый кристалл двумя короткими вспышками когерентного света от рубинового лазера, мы иногда наблюдали не два,



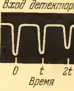


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента с фотонным эхо. Два коротких импульса когерентного света из рубинового лазера (слева) направляются на кристалл рубина (в центре); при правильных условиях другой конец кристалла испускает три световых импульса, которые и регистрируются (справа). Третий импульс — самопроизвольно испускаемое фотонное эхо. Схематические осциллограммы внизу показывают, что временной интервал между вторым импульсом возбуждения и эхо равен интервалу между двумя возбуждающими импульсами.

а три равноотстоящих импульса света, испускаемых другим концом кристалла! Первые два выходных импульса были просто первоначальными импульсами лазера, прошедшими сквозь кристалл. Третий же импульс, после некоторого промедления испускаемый кристаллом самопроизвольно, был побочным продуктом прохождения двух первых импульсов. Именно этот третий импульс мы назвали фотонным эхо. (В квантовой теории фотон — это квант света, или порция световой энергии.)

Эксперимент с фотонным эхо — один из большого класса экспериментов с эхо. В этих опытах возбуждение системы двумя импульсами энергии, второй через определенное время (t) после первого, приводит к са-

мопроизвольному испусканию третьего импульса энергии через t секунд после второго. Первый импульс наводит в облучаемой системе макроскопическое возбуждение, которое быстро «рассасывается» (но это только кажется). Второй импульс, t секундами позже, меняет состояние возбужденной системы и фактически заставляет ее «вспомнить» о предыдущем

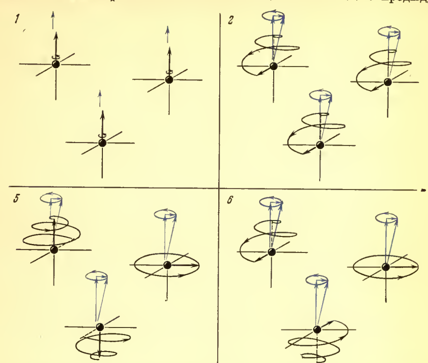


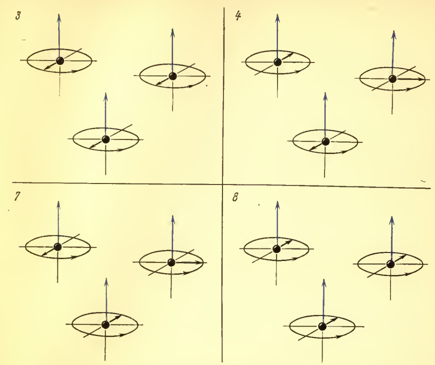
Рис. 2. Механизм образования эха продемонстрирован для сравнительно простого случая эха
большое число парамагнитных атомных ядер, помещен в сильное постоянное магнитное поле
моменты (жирные черные стрелки) выстраиваются вдоль магнитного поля (*1*). Если приложи
вращающееся с частотой прецессии ядер в плоскости, перпендикулярной постоянному магнит
Дипольный магнитный момент каждого ядра движется по спирали вниз и в конце концов
вращающееся магнитное поле выключается (*3*). Теперь магнитные моменты всех ядер образ
ются в перпендикулярной плоскости с резонансной частотой прецессии. В результате в обмот
так как благодаря спин-спиновому взаимодействию и неоднородностям внешнего магнитного
разойдутся по перпендикулярной плоскости (*4*). Если теперь приложить второй импульс рез
прецессируя, повернется на 180° относительно первоначального направления резонансного
момента случайно совпадет с первоначальным направлением резонансного поля, он просто
новой конфигурации диполей является то, что относительный фазовый угол двух любых ди
рого импульса (*7*). По прошествии времени, которое диполи потратили ранее на «разбредани
согласованно (*8*). В катушке, окружающей образец, снова будет наведен недолгий электри

возбуждении. Когда после прохождения второго импульса возбуждения пройдет время, равное промежутку между двумя возбуждающими импульсами, облученная система восстанавливает макроскопическое возбуждение, наведенное первым импульсом, и испускает сигнал во внешний мир. Как правило, амплитуда (или интенсивность) сигнала — эхо уменьшается с увеличением интервала между первыми двумя импульсами.

Детали поведения таких сигналов — эхо дают важную информацию о релаксационных характеристиках системы (т. е. о способах, которыми система возвращается в нормальное состояние, испытав «потрясение»). Кроме того, присущая системе «память», выражающаяся в эффекте эхо, может оказаться полезной для запоминающих устройств в ЭВМ.

Хотя эксперименты с фотонным эхо легко описать, их объяснение — дело весьма тонкое, и сначала полезно обсудить некоторые более ранние эксперименты с эхо.

Самый первый из известных эффектов эхо — названный «эхо ядерного спина» — был открыт Е. Л. Ханом из Иллинойского университета в



ядерных спинов, явления, во многом похожего на фотонное эхо. Когда кристалл, содержащий
(вертикальные цветные стрелки), почти все ядра поляризуются так, что их магнитные
ть теперь слабое поляризованное по кругу магнитное поле (горизонтальные цветные стрелки),
ному полю, ядра будут прецессировать вокруг направления суммарного магнитного поля (*2*).
(после нескольких сотен оборотов) оказывается в перпендикулярной плоскости, после чего
ца ориентированы под прямым углом к постоянному магнитному полю и все вместе враща-
ке, окружающей образец, наводится электрический ток. Однако он быстро спадает до нуля,
поля отдельные магнитные моменты будут прецессировать с разными скоростями и веером
онансного магнитного поля, с удвоенной продолжительностью, то каждый магнитный момент,
поля и снова окажется в перпендикулярной плоскости (*5, 6*). (Если направление магнитного
продолжит вращение с резонансной частотой в перпендикулярной плоскости.) Важной чертой
полей в точности равен по величине и противоположен по знаку углу, который был до вто-
е» в перпендикулярной плоскости, они теперь снова соберутся вместе и будут прецессировать
ческий ток, свидетельствующий об эхе ядерных спинов.

1950 году, в опытах с ядерным магнитным резонансом. Хан работал с образцами, содержащими большое число парамагнитных атомных ядер, помещенными в сильное постоянное магнитное поле. Действуя на образцы двумя резонансными импульсами переменного магнитного поля, он обнаружил, что парамагнитные ядра генерируют сигнал эхо. В этом случае сравнительно легко представить себе механизм образования эхо. Парамагнитное ядро обладает магнитным моментом, параллельным оси своего спина. Поведение такого ядра очень похоже на поведение крошечного вращающегося магнита. Если парамагнитное ядро поместить в магнитное поле, его магнитный момент будет прецессировать вокруг направления магнитного поля почти так же, как ось вращающегося волчка прецесси-

рует вокруг направления поля сил тяжести. Однако в кристаллической решетке спины многочисленных ядер взаимодействуют друг с другом и с решеткой; в итоге они оказываются поляризованными, и их магнитные моменты выстраиваются вдоль магнитного поля. Если теперь приложить слабое циркулярно-поляризованное переменное магнитное поле, направление которого вращается с частотой прецессии ядер в плоскости, перпендикулярной постоянному магнитному полю, ядра начнут сложное движение, процессируя вокруг направления суммарного (постоянное плюс вращающееся) поля (см. рис. 2). Важной характеристикой этого движения является то, что угол между направлением магнитных моментов и направлением поперечного, вращающегося магнитного поля все время остается неизменным.

Каждый магнитный момент движется по спирали и в конце концов оказывается в плоскости, перпендикулярной постоянному магнитному полю, где вращающее магнитное поле уже не действует. Импульс магнитного поля в этом случае называется 90-градусным, поскольку магнитный момент прецессирует на угол в 90° относительно направления поперечного вращающего поля. Теперь магнитные моменты всех ядер образца ориентированы под прямыми углами к постоянному магнитному полю и согласованно вращаются в поперечной плоскости с частотой прецессии. В результате в обмотке, окружающей образец, наводится электрический сигнал, так же как электрический ток наводится в обмотке генератора.

Однако наведенный электрический сигнал быстро спадает до нуля, так как из-за спин-спинового взаимодействия и неоднородностей приложенного магнитного поля имеется разброс в резонансных частотах ядерных спинов. С течением времени отдельные магнитные моменты начнут прецессировать с разной скоростью и веером разойдутся по поперечной плоскости. Поскольку намагничение образца есть векторная сумма всех ядерных магнитных моментов, понятно, что довольно скоро среднее намагничение образца исчезнет.

Если теперь приложить второй импульс резонансного магнитного поля с удвоенной интенсивностью (или с той же интенсивностью, но с удвоенной продолжительностью), каждый магнитный диполь снова начнет прецессировать по спирали вокруг направления суммарного (постоянного и вращающегося) поля. Однако в этом случае импульс называется 180-градусным, поскольку каждый магнитный момент прецессирует на 180° вокруг направления поперечного вращающегося поля. Важной чертой новой конфигурации диполей является то, что относительный фазовый угол двух любых диполей в точности равен по величине и противоположен по знаку углу, который был до второго импульса. Соответственно, диполи, ранее в прецессии опережавшие, теперь отстают, а диполи, прецессировавшие медленнее, теперь идут впереди. Ясно, что по истечении времени, которое диполи потратили ранее на «разбредание» в поперечной плоскости, они теперь снова соберутся вместе и будут прецессировать согласованно. Как только восстановится макроскопический вращающийся дипольный момент, в обмотке, окружающей образец, снова появится кратковременный электрический сигнал. Это и есть эхо ядерных спинов.

Для появления спинового эха обычно требуется, чтобы значения магнитного поля в различных местах решетки оставались более или менее постоянными во время формирования эха, так чтобы фазовая «память» легко восстанавливалась. Эхо ядерных спинов зарегистрированы во многих твердых, жидких и газообразных телах, и обычно для них характерна простая зависимость амплитуды эха от интервала времени между импуль-

сами. Затухание эха дает такую информацию о спин-спиновом взаимодействии, которую очень трудно получить любым другим путем.

Предыдущий анализ эха ядерных спинов относился к частному случаю, когда импульсы последовательно поворачивали магнитные моменты сначала на 90°, а затем на 180°. К эхо приводит почти любая другая последовательность импульсов; однако другие эхо слабее и не так легко поддаются объяснению. Хотя мы рассматривали лишь взаимодействие ядерных магнитных моментов с внешним магнитным полем, тот же анализ применим и к иным взаимодействиям ядер.

Электроны также обладают спином и магнитным моментом; соответственно можно наблюдать и эхо электронных спинов. Поведение этих эхо совершенно неожиданно: наблюдаются резкие флюктуации (колебания) интенсивности эхо при увеличении промежутка между возбуждающими импульсами. Эти флюктуации интенсивности вызваны тем, что магнитное поле в тех местах, где находятся электроны, возмущено прецессирующими ядерными магнитными моментами соседних атомов. Тем не менее, получить сильные эхо электронных спинов возможно, поскольку влияние переменных локальных полей в достаточной степени регулярно. Тщательно подобрав промежуток между возбуждающими импульсами по отношению к периоду прецессии соседних ядер, можно заставить электронные спины восстановить их «потерянные» фазы.

До сих пор мы рассматривали только эхо, порожденные прецессирующими магнитами, которые довольно легко себе представить. Однако, обобщая наши результаты, мы обнаруживаем, что имеем дело с системами, обладающими конечным числом уровней энергии, которые можно возбудить путем прямого резонансного взаимодействия. Возьмем, например, простой случай эха, порожденного протонами в воде. Протоны можно трактовать как ансамбль двухуровневых систем, поскольку у них имеется только два энергетических состояния (соответственно «спин вверх» и «спин вниз»), между которыми могут быть переходы при взаимодействии магнитных моментов протонов с внешним магнитным полем. Пользуясь методами квантовой механики, можно легко показать, что в такой ситуации следует ожидать появления спинового эха.

На протон в магнитном поле формально похожа другая система — изолированный атом, либо в газе, либо в качестве примеси в кристаллической решетке (рис. 3). Такие атомы характеризуются некоторыми вполне определенными энергетическими состояниями, и между этими состояниями всегда возможны переходы при посредстве какого-нибудь взаимодействия. Примером такой системы является примесь хрома, которая делает кристалл окиси алюминия рубином. Под действием поляризованного по кругу света примесные ионы хрома в рубине возбуждаются. Их можно рассматривать как ансамбль двухуровневых систем, причем переходы между уровнями происходят при взаимодействии электрических дипольных моментов ионов с вектором электрического поля, который у поляризованного по кругу света вращается. Чтобы получить переходы между двумя уровнями, освещают ионы хрома такими резонансными импульсами света, которые должны возбуждать только два из многочисленных уровней энергии иона, и тогда остальными уровнями можно пренебречь. Это формальное соответствие между системами атомов хрома и системами ядер позволяет предсказать явление эха, аналогичное эху ядерных спинов. Эхо, порожденные ионами хрома, должны быть импульсами света, образовавшимися в результате макроскопических колебаний электрических дипольных моментов. При этом не

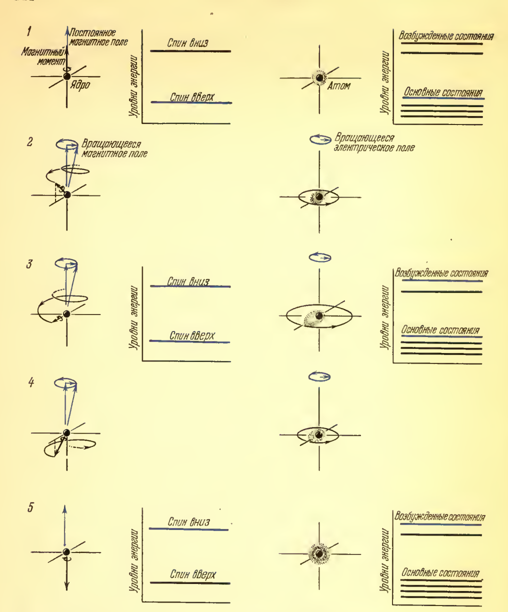


Рис. 3. Сходство между структурами разрешенных уровней энергии ядер, вращающихся в магнитном поле (слева), и одиночных атомов примеси в кристаллической решетке (справа) позволяет предсказать фотонное эхо. Как показывают схемы уровней, соответствующие рисункам, обе системы можно рассматривать как двухуровневые системы, способные возбуждаться под влиянием прямого резонансного взаимодействия. (Занятые состояния показаны цветными линиями, а незанятые — черными.) В случае протона, возбуждаемого вращающимся магнитным полем, энергетические состояния «спин вверх» и «спин вниз» связаны взаимодействием дипольного магнитного момента протона с внешними магнитными полями. В случае ионов примеси хрома в кристалле рубина, возбуждаемых циркулярно-поляризованным светом, два из нескольких уровней энергии иона связаны взаимодействием электрического дипольного момента иона с вращающимся вектором электрического поля света. Электрический дипольный момент атома наводится вследствие поляризации распределенного электрического заряда — положительного у ядра и отрицательного у облака электронов. Эхо ядерных спинов регистрируется в виде электрического тока, фотонное эхо — в виде импульса света.

требуется никакого внешнего постоянного поля, направление которого служило бы осью, вокруг которой прецессировали бы диполи. Новой чертой этого эха является также малая длина волны ожидаемого излучения по сравнению с размерами образца.

Наша группа в Колумбийском университете, состоящая из Айзека Эйбелла, Нормана Кенита и меня, начала исследования этого нового эха в 1964 году. Мы сразу решили, что в эксперименте следует использовать рубиновый лазер в качестве источника света и кристалл рубина в качестве среды, в которой должно образовываться эхо. Чтобы застраховаться от тепловых возбуждений, которые ослабляли бы эхо и не позволили бы нам наблюдать его, мы охлаждали кристалл рубина до 4,2 градусов Кельвина жидким гелием. Охлаждение кристалла до столь низких температур привело к некоторому неудобству: нам пришлось охлаждать и кристалл лазера, поскольку частота импульсов рубинового лазера зависит от температуры. Происхождение этой зависимости связано с тем, что при повышении температуры тепловые возбуждения «сотрясают» атомы хрома и модифицируют их эффективное взаимодействие с соседними атомами. К счастью, мы должны были охлаждать кристалл лазера лишь до 77° К, температуры жидкого азота.

Рубиновый стержень лазера был закреплен в основании наполненного азотом сосуда Дьюара и находился в одном из фокусов эллиптического резонатора, из которого был откачан воздух (см. рис. 4). В другом фокусе резонатора помещалась лампа-вспышка для оптической «накачки» рубинового стержня. Чтобы получать короткие интенсивные импульсы, в качестве затвора применялась ячейка Керра, «включавшая» рубин. Это позволило нам получать высокоэнергетические импульсы с малым поперечным сечением и длительностью примерно в 15 миллиардных долей секунды. Пара импульсов образовывалась за счет прохождения света через делитель луча. Он представлял собой просто тонкую плоскую пластину, частично отражавшую, а частично пропускавшую падающий на нее свет. Отраженный свет направлялся прямо на кристалл рубина, а проходящий — отклонялся на оптическую линию задержки. Оптическая линия задержки состоит из набора сферических зеркал и обеспечивает длинный оптический путь второму импульсу света. В результате он задерживается на время, равное пройденному расстоянию, деленному на скорость света. Обычно времена задержки были в пределах от 30 до 400 миллиардных долей секунды. Выйдя из линии задержки, второй импульс направляется в ту же точку рубинового кристалла, куда попал первый импульс.

Мы хотели получить возможно меньший промежуток времени между двумя импульсами, чтобы избежать эффектов релаксации. Это вызвало еще одну проблему: фотоумножитель, используемый для регистрации эхо, может при этом не успеть восстановить свою чувствительность после прохождения первоначальных импульсов. Именно так случалось даже и тогда, когда мы поставили перед фотоумножителем затвор (ячейку Керра) и попытались блокировать импульсы возбуждения и пропускать только эхо. Здесь нам повезло: вычисления показали, что когда световые импульсы не параллельны, эхо испускается в направлении, отличном от направления любого из импульсов. Учитывая этот эффект, мы пользовались непараллельными импульсами возбуждения и блокировали их, поместив перед фотоумножителем экран, пропускавший к нему только эхо.

Приведшие к такому заключению расчеты довольно просты, и их смысл легко объясним. Первый импульс, поверхности постоянной фазы

которого — параллельные плоскости, вызывает в кристалле возбуждения типа плоских волн. Второй импульс падает на кристалл под небольшим углом к первому. Его поверхности постоянной фазы налагаются на поверхности первого. Тогда эхо будет распространяться в направлении, перпендикулярном плоскостям, в которых поменявшие фазу дипольные

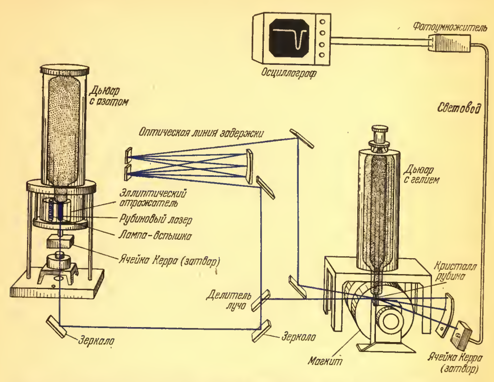


Рис. 4. Экспериментальная установка, использовавшаяся автором и его коллегами в Колумбийском университете для изучения фотонного эха. Чтобы застраховаться от тепловых возбуждений, рубиновый кристалл охлаждался до 4,2° Кельвина (градусы Кельвина отсчитываются от абсолютного нуля). Кристалл был подвешен в основании сосуда Дьюара, наполненного жидким гелием. Рубиновый лазер охлаждался до 77° Кельвина с помощью другого сосуда Дьюара, содержащего жидкий азот. Стержень рубинового лазера установлен в одном из фокусов эллиптического резонатора, из которого откачан воздух. В другом фокусе находится импульсная лампа для оптической «накачки» рубинового стержня. Затвор — ячейка Керра — служит для создания коротких, интенсивных импульсов. Пара импульсов получается за счет прохождения света через разделитель луча. Он направляет отраженный свет непосредственно на кристалл рубина, а проходящий — на оптическую линию задержки. Выйдя из линии задержки (примерно на 30÷400 миллиардных долей секунды позже), второй импульс также направляется на кристалл рубина. Поскольку выходящие из кристалла импульсы не параллельны, пару импульсов возбуждения можно задержать экраном, не пропускающим их к фотоумножителю: иначе фотоумножитель не успевает восстановить свою чувствительность и зарегистрировать эхо. Импульс эхо проходит сквозь отверстие в экране и гибкий «световод»; детектируемый сигнал подается на осциллограф.

моменты все находятся в фазе. Эти плоскости находятся из того требования, чтобы на них изменение фазового угла первого импульса всегда вдвое превосходило изменение фазового угла второго (см. рис. 5).

Описанный выше эксперимент повторялся и повторялся безо всякого успеха до тех пор, пока мы не решили приложить сильное магнитное поле. Все исследования релаксации, обусловленной спинами электронов, и в основном, и в возбужденном состояниях рубина проводились в сильных магнитных полях. Хотя экстраполяция этих результатов показала, что в нашем эксперименте магнитное поле не обязательно, мы все же

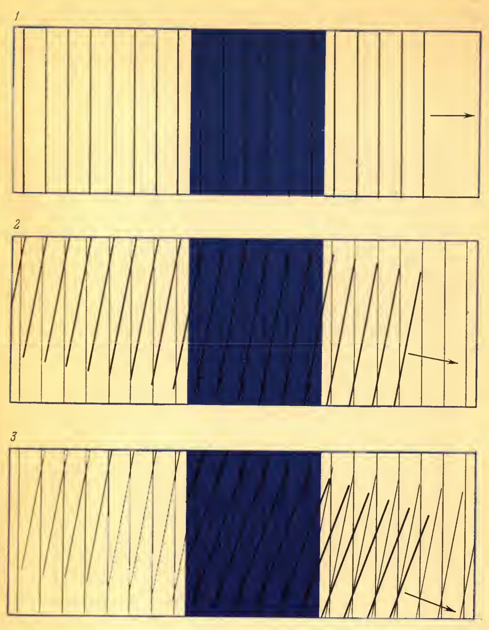


Рис. 5. Направление распространения фотонного эха отлично от направлений обоих импульсов возбуждения, когда они не параллельны. Первый световой импульс, поверхности постоянной фазы которого — параллельные плоскости, вызывает в кристалле рубина макроскопическое возбуждение типа плоских волн (*1*). Второй импульс падает на кристалл под небольшим углом к первому, и его поверхности постоянной фазы налагаются на поверхности первого импульса (*2*). Тогда эхо распространяется в направлении, перпендикулярном плоскостям, в которых поменявшие фазу дипольные моменты все находятся в фазе (*3*). Эти плоскости находятся из требования, чтобы на них изменение фазового угла первого импульса возбуждения всегда вдвое превосходило изменение фазового угла второго. Черными кружками на схемах *2* и *3* изображено семейство точек, в которых поменявшие фазу дипольные моменты макроскопического возбуждения находятся в фазе.

решили на всякий случай включить магнитное поле. Вследствие кристаллической структуры в рубине имеется направление, называемое оптической осью. В этом направлении показатель преломления не зависит от поляризации. Казалось, что если уж мы включим магнитное поле, его следует направить вдоль оптической оси «по соображениям симметрии». Так мы и сделали, и немедленно зарегистрировали фотонное эхо. Мы обнаружили, что при увеличении промежутка между возбуждающими импульсами увеличивается и время запаздывания эхо (см. рис. 6).

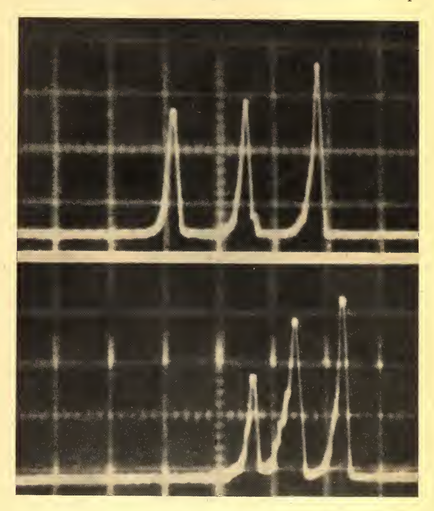


Рис. 6. Осциллограммы выходного сигнала фотоумножителя для двух серий световых импульсов, состоящих каждая из двух импульсов возбуждения и эха. Видно, что при увеличении промежутка между импульсами возбуждения (от верхнего фото к нижнему) растет и промежуток между вторым импульсом и эхом. Время растет слева направо; каждое деление отвечает 100 миллиардным долям секунды.

Когда мы включали магнитное поле, эхо исчезало. К своему удивлению, мы обнаружили также, что когда направление магнитного поля на несколько градусов отклонялось от оптической оси, эхо опять исчезало.

После того как мы убедились, что регистрируем действительно фотонное эхо, а не какие-то случайные отражения, мы отправили статью

для публикации в журнале «Письма в Физическое обозрение» (Physical Review Letters). Я упоминаю об этом потому, что вскоре после отправки мы не смогли получать вообще никаких фотонных эхо! Лишь спустя неделю мы обнаружили, что дело заключалось в чрезвычайно высокой чувствительности эффекта к ориентации магнитного поля относительно оптической оси. Мы удвоили промежуток между импульсами возбуждения, и роль ориентации поля резко возросла. Оказалось необходимым устанавливать кристалл и магнитное поле с точностью менее градуса; на нашей экспериментальной установке это было очень трудно делать.

В последующих экспериментах мы показали, что фотонные эхо можно получать и в отсутствие магнитного поля. Магнитное поле не позволяет соседним атомам алюминия «переворачивать» электронные спины

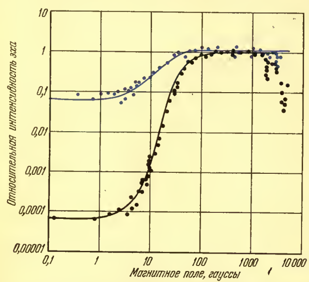


Рис. 7. Кривая амплитуды (или интенсивности) фотонных эхо, испускаемых возбужденным рубином, круто возрастает при наложении внешнего магнитного поля порядка 10—100 гаусс. Примерно такое значение имеет магнитное поле, создаваемое соседними атомами алюминия в узлах решетки, занятых хромом. Падение амплитуды при более сильных полях происходит вследствие «пересечения уровней» в четырехуровневом основном состоянии рубина. Два набора точек получены в экспериментах с промежутками между импульсами в 34 (цветные) и 75 (черные) миллиардных долей секунды.

ионов хрома или влиять на положение уровней энергии тех атомных состояний, которые ответственны за формирование эхо. Однако, сделав промежуток между импульсами возбуждения достаточно малым, можно получить сигнал эха еще до того, как он успеет полностью срелаксировать (рассосаться). Резкое увеличение амплитуды эха наступает при внешнем магнитном поле примерно в 10 гаусс. Приблизительно такое значение имеет магнитное поле, создаваемое соседством алюминия в узлах решетки, занятых хромом (см. рис. 7). Падение амплитуды при более сильных полях происходит вследствие «пересечения уровней» в основном состоянии. Дело в том, что рубин — не идеальная двухуровневая система, а более сложная, с четырьмя уровнями в одном только основном состоянии.

В настоящее время в нашей лаборатории с помощью эхо электронных спинов изучается критическая зависимость ориентации магнитного поля относительно ориентации оптической оси. В совместном эксперимен-

те мы с Даниелем Гришковским обнаружили, что обычное эхо электронных спинов у ионов хрома в рубине также сильно зависит от ориентации магнитного поля. Эта более простая проблема допускает детальный анализ, который показывает, что критическая зависимость от ориентации обязана своим происхождением особому квантовомеханическому взаимодействию. Оно возникает, когда меняется со временем компонента прецессирующих ядерных моментов алюминия, в среднем направленная вдоль спина электронов хрома. Соответственно, эхо сохраняется дольше всего, когда ядерные моменты алюминия прецессируют вокруг оси, параллельной среднему направлению спина ионов хрома. Это условие не выполняется, когда внешнее магнитное поле слишком слабо или отклонено от оптической оси. В то время как ядра алюминия практически свободны, на ионы хрома оказывают сильное возмущающее влияние поля кристалла. В результате магнитные моменты ионов лишь тогда располагаются вдоль внешнего поля, когда оно параллельно оптической оси. В то же время при слабых внешних полях неоднородные поля магнитных диполей хрома дают заметный вклад в значение магнитного поля в узлах решетки, занятых алюминием. Поэтому в итоге магнитные моменты ядер алюминия прецессируют вокруг различных, непараллельных направлений. Падение же амплитуды эхо при более сильных полях частично вызвано резкой зависимостью ориентации спинов ионов хрома от направления магнитного поля, когда под влиянием поля уровни энергии сдвигаются в область пересечения уровней основного состояния.

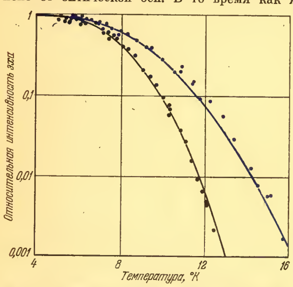


Рис. 8. С помощью фотонных эхо можно изучать эффекты релаксации. В этом примере интенсивность обоих наборов эхо падает с повышением температуры. Промежуток между импульсами составлял для одного набора 50 миллиардных долей секунды (черные точки), а для другого — 103 миллиардных долей секунды (цветные точки). Затухание это вызывается квантованными колебаниями решетки, называемыми фононами.

Подобно всем прочим явлениям эха фотонное эхо используется главным образом для изучения эффектов релаксации. Например, когда температура рубинового образца повышается, амплитуда эха падает (см. рис. 8). Квантованные колебания решетки, называемые фононами, взаимодействуют с возбужденными атомами хрома и вызывают переходы между энергетическими уровнями, из-за которых эхо затухает. Детальное изучение этого процесса помогает понять природу взаимодействия атомов хрома и фононов.

Важны не только относительные направления возбуждающих импульсов, но и их относительные поляризации. Если два импульса возбуждения плоскополяризованы под некоторым углом относительно друг друга, то можно показать, что плоскополяризовано и эхо, причем угол относительно первого импульса вдвое превышает угол между импульса-

ми возбуждения. Это обстоятельство позволяет выделять сигнал эха еще одним способом. Можно поляризовать импульсы возбуждения под 90° друг к другу и поставить перед детектором поляроид, не пропускающий свет второго импульса. Сделав это и пустив импульсы возбуждения параллельно друг другу, мы получим множественные эхо. В этом случае эхо настолько сильны, что сами действуют как импульсы возбуждения и порождают вторичные эхо. Таким способом наблюдались до трех эхо. Ранее эти эхо не были видны, так как распространялись в разных направлениях, и только первое из них достигало детектора.

Теперь весьма соблазнительно возбуждать любую систему двумя резонансными толчками в надежде увидеть эхо даже в том случае, когда нет каких-либо предварительных указаний, что эхо теоретически возможно. Например, если в сильном магнитном поле создать плазму — ионизованный газ, то свободные электроны плазмы будут двигаться по спиралям вокруг осей, направленных вдоль магнитного поля. Частота вращения электронов, называемая циклотронной частотой, зависит только от величины магнитного поля, но не от скорости электронов. Как и в случае ядерных спинов, мы снова имеем резонансную магнитную систему, и вполне разумно заинтересоваться вопросом: сможем ли мы здесь получить эхо.

Ответ на этот вопрос — положительный, как показали Даниель Каплан и Роберт Хилл из Исследовательской лаборатории компании «Локхид». Они применили импульсный микроволновый генератор для возбуждения циклотронного резонанса. Однако этот результат — очень странный; простой расчет показывает, что в такой ситуации на самом деле не следует ожидать эха. Процесс формирования циклотронного эха оказывается совершенно отличным от процесса, связанного со спиновым или фотонным эхом. Возбуждая резонансным импульсом энергии ядерные магниты, можно как максиум лишь перевернуть спины ядер. Любое дальнейшее повышение энергии возбуждения послужит возвращению их в первоначальное состояние. Фактически, именно это играет основную роль в образовании обычных эхо ядерных спинов.

С другой стороны, резонансное возбуждение электрона на его циклотронной орбите может привести к непрерывному повышению энергии электрона (или радиуса его орбиты). В противоположность фотонному, циклотронное эхо объясняется «сгущениями» электронов в пространстве импульсов, неравновесными с точки зрения выравнивающих скорости механизмов релаксации. Это явление эха служит удобным методом изучения процессов релаксации, связанных со столкновениями в плазме.

Двухимпульсные эхо — не единственный возможный их тип. Возбуждая систему тремя или более импульсами, можно получить целую серию добавочных эхо. Некоторые из них порождаются механизмами, описанными в этой статье; другие связаны с иными механизмами и поэтому затухают с иными характерными временами релаксации.

С изобретением импульсных лазеров, которые могут давать чрезвычайно короткие световые импульсы (длительностью порядка десятитриллионной доли секунды), стало возможным использовать технику фотонных эхо для изучения очень кратких явлений релаксации в почти идеальных для этого условиях. Фотонные эхо можно применять и для проведения операций или накопления информации в чрезвычайно быстро действующих вычислительных машинах.

СОДЕРЖАНИЕ

Цена 65 коп.

Настоящий сборник научно-популярных статей является восьмым выпуском непериодической серии под общим названием «Над чем думают физики». Каждый выпуск этой серии посвящается какому-либо важному разделу современной физики. Статьи написаны известными учеными, крупными специалистами в своей области; в них рассказывается об интересных и важных открытиях, сделанных непосредственно самими авторами; исследованиях, ведущихся ими сейчас, о новых замыслах и предположениях.

Данный сборник посвящен лазерам — одному из наиболее впечатляющих открытий современной физики. Статьи взяты из американского журнала «Scientific American» и французского «La Recherche».